



Universidade de Aveiro Departamento de Física
2001

Paulo Manuel da Cruz
Alves da Silva

Contribuição para o Estudo da Dinâmica Sedimentar
em Regiões Costeiras



Universidade de Aveiro Departamento de Física
2001

Paulo Manuel da Cruz
Alves da Silva

Contribuição para o Estudo da Dinâmica Sedimentar em Regiões Costeiras

dissertação apresentada à Universidade de Aveiro para cumprimento dos requisitos necessários à obtenção do grau de Doutor em Física, realizada sob a orientação científica do Doutor Fernando Seabra Santos, Professor Catedrático da Faculdade de Ciências e Tecnologia da Universidade de Coimbra, da Doutora Maria Dolores Manso, Professora Associada do Departamento de Física da Universidade de Aveiro e do Doutor André Temperville, Professor Catedrático da Universidade Joseph Fourier - Grenoble I.

tese elaborada no âmbito da convenção de co-tutela estabelecida entre a Universidade de Aveiro e a Universidade Joseph Fourier - Grenoble I.

o júri

presidente

Prof^a. Doutora Maria Helena Vaz de Carvalho Nazaré
professora catedrática da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor André Temperville
professor catedrático da Universidade Joseph Fourier, Grenoble I

Prof. Doutor Fernando Jorge Rama Seabra Santos
professor catedrático da Faculdade de Ciências e Tecnologia da
Universidade de Coimbra

Prof. Doutor Ivan Joseph Léo Dekeyser
professor catedrático do Centre d'Océanologie de Marseille da
Universidade d'Aix-Marseille II

Prof^a. Doutora Maria de Los Dolores Josefa Manso Orgaz
professora associada da Universidade de Aveiro

Prof. Doutor Mathieu Mory
professor da Universidade de Pau et des Pays de l'Adour

Agradecimentos

ao Prof. Doutor Fernando Seabra Santos, de quem recebi suporte científico e orientação, bases imprescindíveis para a elaboração do presente trabalho;

ao Prof. Doutor André Temperville pelo seu apoio, interesse e colaboração constante;

à Prof^a. Doutora Maria Dolores Manso o apoio e a atenção prestados no decorrer de todo o trabalho;

ao Prof. Doutor José Antunes do Carmo que também prestou uma importante contribuição;

à disponibilidade dos membros do Departamento de Física da Universidade de Aveiro que me deram uma ajuda preciosa;

e ainda aos membros do Departamento de Engenharia Civil da Universidade de Coimbra e da Equipa de Ondas do *Laboratoire des Ecoulements Géophysiques et Industriels* de Grenoble que contribuíram para a realização deste trabalho.

Gostaria também de agradecer ao Prof. Doutor Daniel Rodrigues pelos seus ensinamentos, sempre presentes.

Não teria sido possível realizar este trabalho sem o apoio da Claudia e dos meus pais, Maria Helena e Albino. A eles e às minhas filhas, Rosa e Maria da Luz, dedico este trabalho.

As estadias em Grenoble foram financiadas através do acordo de cooperação Científico e Tecnológico Luso-Francês.

O trabalho foi elaborado no âmbito dos seguintes projectos de investigação: “ Modelação de escoamentos turbulentos costeiros: aplicações à dinâmica sedimentar e dispersão de poluentes ”, PBIC/MAR/2247/95; “ Sediment transport modelling in marine coastal environments - SEDMOC ”, MAS3/CT97/0115; “ Parametrização do factor de resistência em escoamentos variáveis: aplicações ao estudo do choque hidráulico e da dinâmica sedimentar ”, PRAXIS XXI 3/3.1/CEG/2503/95;

Resumo

A quantificação do transporte sedimentar sob a acção das ondas e das correntes constitui um problema fundamental para o desenvolvimento dos modelos morfodinâmicos na zona costeira. Neste trabalho é estudado o caso dos sedimentos não coesivos. A partir de modelos de transporte existentes, são propostas soluções que permitem resolver problemas progressivamente mais complexos e que se aproximam dos casos reais. As soluções numéricas são comparadas com inúmeros resultados experimentais de modo a estabelecer as condições de validade dos modelos utilizados.

Os primeiros capítulos apresentam um estudo bibliográfico da hidrodinâmica da camada limite de fundo gerada pela acção combinada de ondas e correntes e são apresentados diferentes tipos de modelos de transporte sedimentar. É posta em evidência a importância dos efeitos não estacionários no transporte sedimentar.

A modelização espaço-temporal do transporte de sedimentos em escoamentos oscilatórios sobre um fundo plano é efectuada no capítulo 4 com base num modelo de camada limite de fundo do tipo 1DV. Para simular correctamente as características dos resultados experimentais são descritos os efeitos de interacção entre os grãos de sedimento na camada de *sheet flow*. O capítulo 5 é dedicado à modelização espaço-temporal da estrutura do escoamento e da concentração de sedimentos sobre um fundo com rugas. Este estudo é efectuado com base num modelo do tipo 2DV.

No capítulo 6 é apresentado um modelo paramétrico não estacionário que determina o transporte sedimentar. São apresentadas expressões analíticas que determinam o transporte para o caso de uma onda de Stokes de 2ª ordem e para uma onda cnoidal, na presença ou não de uma corrente colinear ou oblíqua, e que permitem estabelecer a importância de alguns dos parâmetros físicos relevantes no transporte sedimentar. A análise comparativa dos resultados numéricos com resultados experimentais, efectuada no capítulo 7, contempla diferentes condições do escoamento (ondas e correntes colineares ou oblíquas, ondas irregulares, escoamento permanente) e do fundo (fundo plano / irregular). Esta análise conduz a uma nova formulação do modelo que melhor descreve os resultados experimentais. No capítulo 8 o modelo é generalizado para o caso de uma granulometria não uniforme.

No capítulo 9 é formulado um modelo morfodinâmico que permite descrever a evolução do perfil transversal de uma praia. Para tal o modelo paramétrico de transporte desenvolvido é introduzido num modelo hidrodinâmico que simula a propagação de ondas de curto período para a costa. A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais mostra que o modelo conduz a resultados satisfatórios para o caso de ondas regulares. Para o caso de ondas irregulares os resultados são discutíveis devido, em particular, a uma deficiente representação do sistema de correntes médias geradas após a zona de rebentação.

abstract

The development of coastal morphodynamic models needs an accurate quantification of the sediment transport induced by combined waves and currents. In the present work we are concerned with non-cohesive sediments. The proposed methodology starts from existing transport models and presents new solutions that improve the description of experimental results. A progressive approach to complex problems more close to reality is followed. The numerical solutions are compared with a set of experimental results in order to validate the proposed solutions and establish their limits.

In the first chapters the state of the art of the bottom boundary layer hydrodynamics in combined waves and currents flows is presented. Different existing transport models are also reviewed and a special emphasis is given to the presence of non-steady effects and how they affect sediment transport.

In chapter 4 the sediment transport induced by an oscillatory flow over a plane bed is simulated using a 1DV-bottom boundary layer model. Some modifications are introduced in order to improve predictions of transport processes in the sheet flow layer. Chapter 5 is dedicated to the modelling of the flow and sediment transport over rippled beds using a 2DV-bottom boundary layer model.

A non-steady parameterised sand transport model is presented in chapter 6. Analytical expressions of the sediment transport are developed for the case of regular waves (second order Stokes wave and cnoidal waves) which enable to understand the importance of relevant physical parameters in the transport. Chapter 7 presents an extensive comparison between numerical and experimental results considering different flow conditions (combined waves and currents, steady currents, irregular waves) in rippled and plane bed regimes. From this analysis, a new model is formulated which agrees better with experimental results. The extension of the parameterised model to graded sediments is presented in chapter 8.

In order to predict the evolution of the cross-shore beach profile the parameterised sediment transport model is implemented in a wave hydrodynamic model that solves the non-linear Boussinesq equations (chapter 9). The comparison between the numerical and experimental results show a good agreement for the case of regular waves but presents some shortcomings when irregular waves are considered. This problem is related with the description of the steady currents developed in the surf zone.

résumé

La quantification du transport sédimentaire sous l'action des houles et des courants est un problème fondamental pour le développement des modèles morphodynamiques en zone côtière. Le cas des sédiments sableux constitue le thème de recherche de cette thèse. Partant de modèles de transport existants, des solutions sont progressivement proposées pour permettre de résoudre des problèmes de plus en plus complexes se rapprochant des cas réels. De nombreuses comparaisons avec des expériences sont faites pour valider les solutions proposées et établir éventuellement leur limite.

Dans un premier temps un état de l'art est présenté pour l'hydrodynamique de la couche limite dans l'interaction houles-courant (chap.2) et les modèles de transport de sédiments (chap. 3) en mettant bien en évidence les effets non stationnaires (en particulier pour les fines granulométries et les courtes périodes).

La modélisation spatio-temporelle du transport sédimentaire dans le cas d'écoulements oscillants (chap. 4) est basée sur un modèle 1DV de couche limite turbulente. Des modifications sont introduites pour prendre en compte les interactions granulaires dans la couche de *sheet flow*. Le chapitre 5 est consacré à la modélisation spatio-temporelle du transport sur fond ridé à l'aide du modèle 2DV.

La présentation d'un modèle paramétrique non stationnaire est faite au chapitre 6. Des expressions analytiques obtenues pour le transport dans les cas d'une houle de *Stokes* du 2^{ème} ordre et d'une houle cnoidale avec ou sans courant colinéaire ou oblique, permettent d'étudier l'influence des différents paramètres. Dans le chapitre 7, l'étude comparative avec différentes expériences permet d'apporter progressivement des améliorations dans le modèle paramétrique pour mieux prendre en compte divers aspects: influence de la granulométrie, houles irrégulières, application au cas d'un courant seul, houles et courants non colinéaires, fond plat-fond rugueux. Enfin le nouveau modèle proposé est appliqué à des situations in situ et une prise en compte du déferlement est proposée. Le modèle est généralisé au chapitre 8 au cas d'une granulométrie non uniforme, avec pris en compte des effets inter granulaires.

Dans le chapitre 9 le modèle de transport développé est introduit dans le modèle hydrodynamique *cross-shore* basé sur les équations de *Boussinesq*. Les comparaisons avec les résultats expérimentaux montrent une bonne concordance dans le cas d'une houle régulière. Les résultats sont plus discutables dans le cas de houles irrégulières, à cause, en particulier, d'une mauvaise prédiction du système de courantes moyennes dans la zone de déferlement.

Índice

Resumo	i
Abstract	iii
Résumé	v
1. Introdução	1
1.1 Posição do problema	1
1.2 Metodologia	3
2. Fundamentos da hidrodinâmica da camada limite de fundo e do transporte sedimentar em zonas costeiras	5
2.1 Introdução	5
2.2 Conceitos básicos sobre o transporte sedimentar	8
2.2.1 Propriedades dos sedimentos	8
2.2.2 Mobilização, modos de transporte e deposição dos sedimentos	9
2.2.3 Definições	15
2.3 A camada limite de fundo na zona costeira	18
2.3.1 Escoamento em regime permanente	18
2.3.2 Escoamento puramente oscilatório	21
2.3.3 Escoamento na forma de uma onda e de uma corrente permanente	27
2.4 Distribuição espaço temporal da concentração de sedimentos na camada limite de fundo	30
2.5 Formas de fundo	37

3. Modelos de transporte de sedimentos	45
3.1 Introdução	45
3.2 Modelos quase-estacionários	47
3.3 Modelos não estacionários	50
3.4 Base de dados experimental	55
 4. Modelação do escoamento oscilatório e do transporte sedimentar sobre fundos planos. Modelo CL1DV	 65
4.1 Introdução	65
4.2 Formulação do modelo	67
4.2.1 Equações do modelo	67
4.2.2 Condições de fronteira	72
4.2.3 Resolução numérica das equações	74
4.3 Aplicações	74
4.3.1 “Condição 3” de Ribberink e Al-Salem (1992)	75
4.3.2 Série E de Katopodi et al. (1994)	79
4.3.3 Série H e I de Dohmen-Janssen (1999)	81
4.3.4 Síntese dos resultados obtidos	88
4.3.5 Análise dos resultados relativos ao transporte de sedimentos	90
4.3.6 Estudo da sensibilidade dos resultados do modelo relativamente aos processos de difusão vertical e de deposição dos sedimentos	97
4.4 Conclusões	105
 5. Modelação do escoamento e da distribuição de sedimentos sobre um fundo com rugas	 107
5.1 Introdução	107
5.2 Formulação do modelo	108
5.3 Aplicações e comparações com resultados experimentais	114
5.3.1 Resultados experimentais de Sato, Minura e Watanabe (1984)	114

5.3.2 Experiências CB	121
5.3.3 Resultados experimentais de Ribberink e Al-Salem (1989)	128
5.4 Conclusões	129
6. Formulação e análise do modelo paramétrico de transporte de sedimentos	131
6.1 Introdução	131
6.2 Formulação do modelo: ondas e correntes colineares	132
6.3 Determinação dos parâmetros ω_i e ω_{cr}	135
6.4 Determinação das velocidades equivalentes (u_c, u_t) e da duração de cada meio período da oscilação (T_c, T_t)	138
6.4.1 Onda de <i>Stokes</i> de 2ª ordem / onda sinusoidal na presença de uma corrente média	139
6.4.2 Onda cnoidal na presença de uma corrente média	143
6.5 Extensão do modelo para o caso de ondas e correntes não colineares	145
6.6 Extensão do modelo para o caso de uma corrente média	148
6.7 Resumo e estrutura do modelo	151
6.8 Análise do mecanismo de interação	154
6.8.1 Condições para a existência do mecanismo de interação	154
6.8.2 Estudo da influência de u_{rms} , T , r , u_0 e d_{50} no transporte de sedimentos	160
6.9 Conclusões	170
7. Aplicações do modelo paramétrico a diferentes condições do escoamento	171
7.1 Ondas e correntes colineares	171
7.1.1 Ondas regulares	171
7.1.1.1 Comparação com os resultados de outros modelos	186
7.1.2 Ondas irregulares	194
7.1.2.1 Extensão do modelo para ondas irregulares	195
7.1.2.2 Aplicação do modelo ao conjunto de resultados DW98	199
7.1.2.3 Onda regular equivalente	204
7.2 Escoamento permanente	213

7.3 Ondas e correntes não colineares	220
7.3.1 Aplicação do modelo a um caso de estudo hipotético	222
7.3.2 <i>Egmond beach</i>	229
7.4 Conclusões	235
8. Transporte de sedimentos não uniformes	237
8.1 Modelos multi-fracções	237
8.2 Determinação do transporte para um sedimento com uma distribuição normal de granulometria	239
8.3 Determinação do transporte para uma mistura de sedimentos com diferentes granulometrias	240
8.4 Aplicações e comparação com os resultados de outros modelos	244
8.5 Conclusões	252
9. Morfodinâmica da zona costeira: modelação do perfil transversal de uma praia	253
9.1 Introdução	253
9.2 Morfologia do perfil transversal de uma praia	258
9.3 Modelação do perfil transversal de uma praia	263
9.4 Modelo UNIPRAIA	267
9.4.1 Módulo hidrodinâmico	267
9.4.2 Módulo do transporte sedimentar	274
9.4.3 Módulo de morfologia	274
9.5 Aplicações	276
9.5.1 Testes de sensibilidade e validação do modelo de hidrodinâmica	276
9.5.2 Validação do modelo UNIPRAIA	281
9.5.2.1 Testes de <i>Shimizu</i> (ondas regulares)	281
9.5.2.2 <i>LIP11D</i> – teste <i>IB</i> (ondas irregulares)	294
9.6 Conclusões	297

10. Síntese dos resultados	299
Bibliografia	307
Anexo A	315

Capítulo 1

Introdução

1.1 Posição do problema

Um dos problemas fundamentais da zona costeira do oceano consiste na evolução da topografia de fundo. Os impactos morfológicos resultantes da interferência do homem, mediante a construção de sistemas de protecção costeira, a subida do nível médio da superfície livre do oceano, associada às alterações climáticas que se prevêem ocorrer, são factores que contribuem gradualmente para uma modificação dos regimes da ondulação e das correntes na zona costeira do oceano e que, por sua vez, modificam os padrões do transporte sedimentar. Estas modificações influenciam a médio e a longo prazo a estabilidade da zona costeira conduzindo eventualmente a um recuo da costa. Os problemas que daí advêm tornam-se especialmente importantes dado que uma grande percentagem da população vive nas zonas limítrofes dos continentes.

A modelação numérica dos processos hidrodinâmicos e sedimentares constitui actualmente uma ferramenta poderosa na previsão das variações da morfologia da zona costeira. Um dos elementos chave na formulação dos modelos de morfodinâmica consiste na estimativa precisa da taxa de transporte de sedimentos, cujos gradientes espaciais determinam as variações da topografia de fundo.

Na zona costeira do oceano, os sedimentos podem ser transportados pela acção das correntes médias (as correntes de maré, as correntes induzidas pelo vento ou pela ondulação) pelo movimento oscilatório associado à propagação de uma onda ou pela

combinação de ondas e correntes. Fora da zona de rebentação das ondas, o transporte de sedimentos processa-se geralmente numa fina camada junto ao fundo, cuja espessura é da ordem de alguns centímetros. A presença de formas no fundo (como as rugas - *ripples*) e o processo de rebentação das ondas favorecem a entrada em suspensão de grandes quantidades de sedimento que são transportados pelas correntes médias. Desta forma, a determinação do transporte de sedimentos na zona costeira obriga a uma descrição detalhada da hidrodinâmica do escoamento associado à propagação da ondulação e do sistema de correntes médias.

As partículas do sedimento depositadas no fundo entram em movimento como resultado da acção da tensão tangencial que o escoamento exerce sobre o fundo. Durante o transporte ocorrem processos de interacção entre as partículas do sedimento, o escoamento e o fundo móvel. As partículas de sedimento que se encontram em movimento, retiram energia do escoamento, diminuindo a sua capacidade de transportá-las. Adicionalmente, o movimento dos sedimentos pode dar origem a determinadas formas no fundo que alteram o escoamento na camada limite de fundo. Desta forma, o processo de transporte de sedimentos é uma problema não linear num escoamento difásico que exhibe um considerável *feedback* entre o escoamento e os sedimentos que se encontram em movimento.

Devido à complexidade e à interacção dos diferentes processos que intervêm no transporte e da dificuldade de efectuar medições precisas do campo de velocidades e da concentração de sedimentos junto ao fundo, nomeadamente em condições naturais, os modelos de transporte sedimentar existentes têm ainda um forte carácter empírico e a sua validade geral é desconhecida.

Os modelos mais simples que determinam a taxa de transporte sedimentar em escoamentos oscilatórios são modelos do tipo quase estacionário, que resultam, nalguns casos, da extensão das fórmulas estabelecidas para escoamentos permanentes. Estes modelos assumem que as partículas de sedimento reagem imediatamente às variações do escoamento: o transporte é determinado em função da tensão tangencial exercida pelo escoamento no fundo ou a partir dos valores da velocidade do escoamento junto ao fundo.

Nas duas últimas décadas, o financiamento de projectos de investigação nas áreas do ambiente, gestão e protecção da zona costeira (como por exemplo, o programa *MAST – Marine Science Technology*, financiado pela CE) contribuiu para uma melhor

compreensão dos processos envolvidos nos transporte sedimentar. Em particular, referem-se os projectos G6M e G8M – *Coastal Morphodynamics* e o recente projecto SEDMOC. Os estudos efectuados conduziram à formulação de novos modelos de transporte mais realistas: modelos paramétricos (quase estacionários ou semi não estacionários) que determinam, com diferentes graus de complexidade, o transporte em função dos parâmetros característicos da onda e das correntes médias; modelos numéricos que descrevem o escoamento e a distribuição da concentração de sedimentos na camada limite de fundo, numa escala de tempo inferior ao período característico das ondas; e modelos do tipo difásico, onde são descritos directamente os processos de interacção entre o escoamento e as partículas de sedimento. Por outro lado, a investigação a nível experimental permitiu identificar diferentes processos relevantes para o transporte: citam-se por exemplo, os efeitos não estacionários, decorrentes do desfasamento entre o campo de velocidades e da concentração de sedimentos, e os processos selectivos de transporte decorrentes da distribuição não uniforme dos sedimentos depositados no fundo. Os resultados experimentais obtidos contribuíram também para a construção de uma base de dados mais fiável que permite validar os modelos de transporte existentes.

1.2 Metodologia

O presente trabalho enquadra-se no contexto da problemática referida anteriormente. O objectivo principal do trabalho consiste no estudo, no desenvolvimento e na validação de métodos que determinam a taxa de transporte de sedimentos não coesivos em condições representativas da zona costeira do oceano, isto é, sob a acção de ondas ou da combinação de ondas e correntes.

O capítulo 2 apresenta os aspectos teóricos relacionados com a estrutura do escoamento e com a distribuição da concentração de sedimentos na camada limite de fundo gerada por uma onda ou pela combinação de ondas e correntes. No capítulo 3 é efectuada uma exposição dos diferentes modelos de transporte encontrados na literatura e apresenta-se a base de dados experimental que será utilizada para a verificação de alguns desses modelos. A influência dos efeitos não estacionários no transporte sedimentar, associados a uma granulometria fina do sedimento ou a pequenos períodos da onda, é um dos pontos colocados em evidência neste estudo teórico.

Nos capítulos 4, 5 e 6 são formulados os diferentes modelos de transporte utilizados.

Os modelos apresentados nos capítulos 4 e 5 simulam numericamente a evolução espaço-temporal do campo do escoamento e da distribuição da concentração de sedimentos na camada limite de fundo, respectivamente, sobre um fundo plano (modelo 1DV) e sobre um fundo com rugas (modelo 2DV). Os estudos efectuados decorrem dos trabalhos desenvolvidos anteriormente por Huynh Thanh (1990) e de Tran Thu (1995). De modo a simular correctamente os resultados experimentais relativos à distribuição da concentração de sedimentos e à taxa de transporte foi considerado no modelo 1DV a influência dos processos intergranulares e da variação da granulometria dos sedimentos em suspensão.

O capítulo 6 é dedicado ao estudo de um modelo paramétrico de transporte de sedimentos que tem como base o trabalho de Dibajnia e Watanabe (1992). Este modelo tem a particularidade de parametrizar os efeitos não estacionários em termos do tempo de deposição das partículas de sedimento durante um período do movimento oscilatório. No capítulo 7 é efectuada a aplicação do modelo a um conjunto muito extenso de resultados experimentais relativos a diferentes condições do escoamento (ondas e correntes colineares e oblíquas, ondas irregulares e escoamento permanente) e do fundo (plano/irregular). Esta análise conduziu a uma nova formulação do modelo. Os resultados numéricos obtidos são também confrontados com os resultados de outros modelos.

A extensão do modelo paramétrico desenvolvido nos capítulos 6 e 7 para o caso de uma granulometria não uniforme é efectuada no capítulo 8. Os valores da taxa de transporte são estimados tendo em conta as diferentes fracções que compõem a distribuição da dimensão dos grãos de sedimento e são quantificadas as eventuais interacções entre essas fracções.

No capítulo 9 é tratado o problema da evolução do perfil de fundo de uma praia na direcção transversal à linha de costa sob a acção das condições oceânicas associadas à ondulação. O modelo numérico morfodinâmico apresentado foi desenvolvido a partir de um modelo hidrodinâmico que resolve as equações de *Boussinesq* (Antunes do Carmo, 1995). De modo a simular a evolução do fundo móvel, implementou-se no modelo um módulo de transporte sedimentar e um módulo de morfologia que resolve a equação da continuidade para o volume de sedimentos.

Finalmente, o capítulo 10 é dedicado a uma síntese dos resultados obtidos e apresenta-se um esboço do trabalho a desenvolver futuramente no âmbito da modelação da dinâmica sedimentar em regiões costeiras.

Capítulo 2

Fundamentos da hidrodinâmica da camada limite de fundo e do transporte sedimentar em zonas costeiras

2.1 Introdução

A zona costeira do oceano correspondente à zona da plataforma continental interna é uma região extremamente dinâmica na qual o escoamento associado à propagação de ondas de superfície e a correntes médias se estende a toda a coluna de água e interage com os sedimentos depositados no fundo. A região da coluna de água mais relevante para o transporte sedimentar é a camada limite que se estabelece junto ao fundo. Nesta camada, as tensões tangenciais que o escoamento exerce sobre o fundo são primordiais para os processos de mobilização (*entrainment*) e transporte das partículas de sedimento. É também na camada limite de fundo que ocorre a quase totalidade da dissipação de energia do escoamento, o que é importante do ponto de vista do balanço do momento linear.

Em mecânica de fluidos, uma camada limite é, por definição, uma camada caracterizada por elevados gradientes transversais da velocidade, como se pode observar no caso de um escoamento sobre uma parede sólida. Para que a condição de não arrastamento na superfície da parede seja satisfeita, desenvolve-se uma região nas vizinhanças da parede, denominada camada limite, no interior da qual as tensões de atrito são consideráveis. Neste contexto, a camada limite representa uma zona de ajustamento

entre o fluido exterior, que na generalidade das aplicações se pode considerar como invíscido, e a parede.

As características da camada limite de fundo dependem do tipo de escoamento que a origina. Considere-se, por exemplo, o caso de um fluido com coeficiente de viscosidade cinemática molecular, ν , animado de um movimento horizontal oscilatório com período T sobre um fundo plano. O movimento do fluido propaga-se desde a região exterior até junto da parede sob a forma de uma onda transversal atenuada. A região do escoamento junto ao fundo na qual são evidentes os efeitos da atenuação do movimento das partículas de fluido, isto é, a camada limite de fundo, tem uma espessura que é dada, de um modo geral, por:

$$\delta \propto \sqrt{\nu T} \quad (2.1)$$

Considere-se, por exemplo, o escoamento associado à propagação da onda de maré semi-diurna, para o qual $T \approx 12$ h. A partir da expressão anterior verifica-se que a espessura da camada limite gerada por este escoamento é aproximadamente 66 vezes superior à que se observaria para uma onda de gravidade de curto período com $T = 10$ s. Este resultado permite inferir que a camada limite de fundo gerada por um escoamento permanente se estende a toda a coluna de água enquanto que a camada limite gerada por uma onda de curto período representa apenas uma pequena fracção da profundidade (de alguns centímetros). Este facto tem uma profunda influência a nível da mobilização e do transporte dos sedimentos, pois que, os valores das tensões tangenciais exercidas pelo escoamento no fundo, ao dependerem do gradiente vertical da velocidade, são inversamente proporcionais à espessura da camada limite. Deste modo, uma onda é capaz de mobilizar uma quantidade significativa de sedimentos depositados no fundo, enquanto que uma corrente média, com a mesma velocidade característica, pode não ser suficientemente intensa mesmo para iniciar o próprio movimento dos sedimentos. Contudo, o escoamento oscilatório associado à propagação de uma onda não é eficiente para transportar os sedimentos. Na realidade, a taxa de transporte média num ciclo de uma onda sinusoidal é nulo, mas na presença simultânea de uma corrente o transporte pode ser significativo.

O modelo conceptual apresentado constitui uma representação muito simplista do transporte de sedimentos para um escoamento típico da zona costeira, sob a forma de uma

onda e de uma corrente. Existe uma série de factores que devem ser tomados em consideração para descrever de um modo mais realista a estrutura da camada limite de fundo, no que respeita às tensões tangenciais que são exercidas no fundo e à distribuição do campo de velocidades, e que são fundamentais para compreender o transporte de sedimentos resultante:

- o escoamento na zona costeira é uma função complexa no tempo, que geralmente é descrito em termos de diferentes componentes harmónicas, por exemplo, as componentes associadas à onda de maré e ao espectro de ondas;
- na camada limite de fundo, o escoamento gerado por uma onda e por uma corrente não podem ser tratados separadamente dado que existe uma interacção não linear entre eles;
- o fundo é móvel. A interacção entre o escoamento e o fundo móvel resulta na eventual modificação da topografia de fundo que por sua vez modifica o próprio escoamento;
- existem interacções entre as partículas do sedimento e o escoamento durante o transporte;
- o fundo tem uma determinada rugosidade associada à dimensão dos grãos de sedimento que nele estão depositados ou às formas de fundo que possam existir;
- o escoamento na camada limite de fundo é geralmente turbulento;
- a quantidade de sedimentos que se encontra em suspensão e que é transportada pelo escoamento, é determinada pela intensidade da mistura vertical do momento linear na camada limite. A estratificação associada aos gradientes verticais da concentração de sedimentos e as interacções entre as partículas de sedimento podem também ser importantes para determinar a distribuição dos sedimentos em suspensão.

A diversidade dos processos descritos e a sua inter-relação conferem ao estudo do transporte sedimentar um carácter muito complexo.

Neste capítulo são expostos os conceitos básicos sobre o transporte sedimentar e apresentadas as características mais importantes da estrutura da camada limite de fundo que são relevantes para esse estudo. Algumas das questões abordadas serão objecto de estudo mais detalhado em capítulos subsequentes.

Uma discussão mais exaustiva sobre a estrutura da camada limite de fundo e sobre o transporte sedimentar na zona costeira do oceano pode ser encontrada, entre outros, nos seguintes livros de referência: Nielsen (1992), Fredsøe e Deigaard (1992), van Rijn (1993) e Soulsby (1997).

2.2 Conceitos básicos sobre o transporte sedimentar

2.2.1 Propriedades dos sedimentos

O sedimento é um material fragmentado, formado originalmente através da desintegração física e química das rochas da crosta terrestre. As partículas de sedimento variam na sua dimensão, forma e na sua composição mineral. Os sedimentos são geralmente classificados em termos da sua dimensão, por exemplo, através da escala de *Wentworth*, como se mostra na figura 2.1.

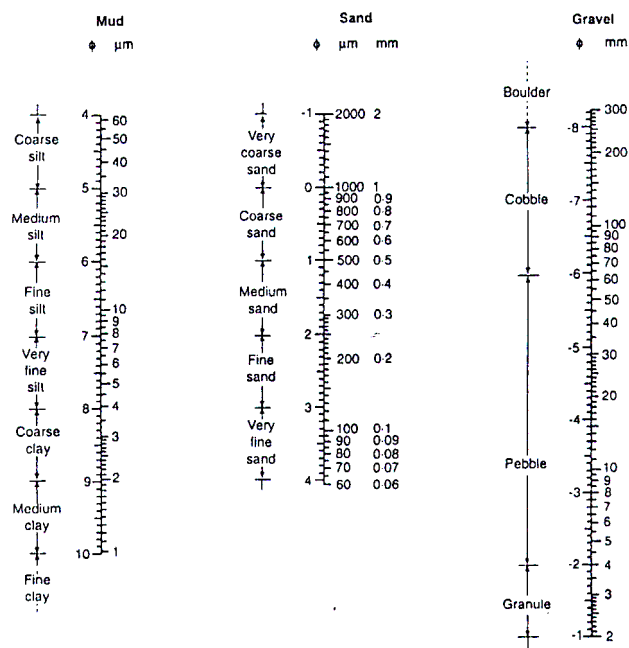


Figura 2.1 – Escala de *Wentworth* para classificação dos sedimentos (reprodução de Soulsby, 1997)

Os sedimentos com dimensão inferior a 60 μm (lodos, argilas) apresentam propriedades coesivas e formam uma massa coerente que é mantida por forças

electroquímicas. Os sedimentos com dimensão superior podem ser entendidos como partículas individuais que podem interagir entre si e cujo transporte é determinado pela sua dimensão e peso. Neste trabalho analisar-se-á somente o transporte de sedimentos não coesivos, nomeadamente, de areias. O material constituinte da areia é fundamentalmente o quartzo cuja massa volúmica, ρ_s , é aproximadamente igual a 2650 Kg/m³.

Uma amostra de sedimento é geralmente composta por partículas com diferentes dimensões. A distribuição da dimensão do grão de sedimento é representada na forma de uma curva de frequência cumulativa que mostra a percentagem (por massa) de grãos com dimensão inferior a d em função da dimensão do grão de sedimento, d . A amostra do sedimento é geralmente caracterizada pelo seu diâmetro mediano, d_{50} , e em termos do desvio padrão, $\sigma_g = \sqrt{d_{84}/d_{16}}$ (Soulsby, 1997). A notação d_n indica que n % dos grãos (por massa) são mais finos do que o diâmetro d . Os sedimentologistas geralmente utilizam a escala *phi* para representar a distribuição da dimensão dos grãos de sedimento:

$$\phi = -\log_2 d = -\frac{\log d}{\log 2} \quad (2.2)$$

onde d é expresso em milímetros. Os valores de ϕ são também indicados na figura 2.1 em função dos valores de d . De uma maneira geral, os grãos de sedimento presentes numa amostra apresentam uma distribuição *log-normal*, isto é, o logaritmo de d tem aproximadamente uma distribuição normal (gaussiana). Em unidades *phi*, o valor médio e o desvio padrão dessa distribuição são dados, respectivamente, por $-\log_2 d_{50}$ e $\log_2 \sigma_g$.

2.2.2 Mobilização, modos de transporte e deposição dos sedimentos

Os sedimentos que se encontram depositados nas zonas costeiras do oceano podem ser transportados pela acção de correntes médias (por exemplo, as correntes de maré, as correntes induzidas pelo vento e pela ondulação), pela ondulação, ou de uma maneira geral, pela acção combinada das ondas e correntes. Considerar-se-á, no estudo que se segue, que o escoamento associado às correntes de maré ou às correntes induzidas pela ondulação é estacionário, face ao tempo característico da onda, e tem uma velocidade característica U_0 . A ondulação é representada por uma onda monocromática com altura H e

frequência angular $\omega = 2\pi/T$, sendo T o período da oscilação. A amplitude orbital da velocidade do escoamento associado à propagação da onda, no topo da camada limite de fundo, é U_w .

No transporte sedimentar intervêm três processos distintos que podem ocorrer simultaneamente: o processo de mobilização (*entrainment*), o processo de transporte e o processo de deposição dos sedimentos.

Mobilização dos grãos de sedimento

A figura 2.2 ilustra um conjunto de grãos de sedimento que se encontram depositados sobre um fundo plano e horizontal. Sob a acção do escoamento, os grãos de sedimento individuais podem entrar em movimento. Para tal, é necessário que as forças mobilizadoras ou motrizes induzidas pelo escoamento sejam superiores às forças estabilizadoras.

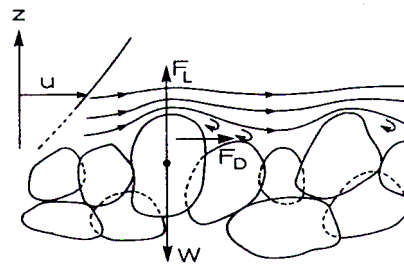


Figura 2.2 – Forças que actuam nos grãos de sedimento depositados no fundo (reprodução de Fredsøe e Deigaard, 1992)

As forças mobilizadoras que actuam nos grãos de sedimento que se encontram em repouso, consistem em forças horizontais de arrastamento (*drag forces*), F_D , e verticais (*lift forces*), F_L . A componente horizontal da força mobilizadora resulta da força de atrito que o escoamento exerce directamente sobre a superfície dos grãos e da força associada ao gradiente de pressão que se estabelece devido ao fenómeno de separação do escoamento em torno de um grão de sedimento. Esta componente é normalmente expressa como:

$$F_D = \rho A f U^2 \quad (2.3)$$

onde ρ representa a massa volúmica do fluido, U é a velocidade característica do escoamento no fundo, A é a área da secção de corte do grão exposta ao escoamento ($A \approx \pi/4 d^2$) e f é o factor de atrito (ou de arrastamento) que depende do número de *Reynolds* local ($d/U/\nu$). Uma partícula do sedimento é também actuada por uma força vertical, F_L , que resulta da curvatura das linhas de corrente do escoamento. Esta força tem uma expressão análoga à da equação (2.3). Nestas condições, a equação (2.3) representa a forma geral das forças mobilizadoras: a contribuição de F_L é considerada implicitamente no coeficiente de atrito que é determinado empiricamente.

A força estabilizadora, W , resulta do peso imerso do grão de sedimento:

$$W = \alpha (\rho_s - \rho) g d^3 \quad (2.4)$$

sendo α um factor de forma da partícula (para uma esfera é igual a $\pi/6$). As forças mobilizadoras e estabilizadoras podem ser expressas, respectivamente, em termos de uma tensão tangencial que é exercida no fundo, τ_b , e de uma tensão normal. A razão entre F_D e W , define, a menos de uma constante de proporcionalidade, um número adimensional importante, denominado parâmetro de *Shields*, θ , que determina a capacidade do escoamento em mobilizar e mover as partículas de sedimento:

$$\theta = \frac{\tau_b}{(\rho_s - \rho) g d} \quad (2.5)$$

O valor crítico do parâmetro de *Shields*, θ_{cr} , para o qual se inicia o movimento dos sedimentos varia entre 0.03 e 0.06, para os diâmetros do grão entre 0.02 mm e 1 mm (Soulsby, 1997).

O parâmetro de *Shields* definido na equação (2.5) é determinado em função da tensão tangencial que é exercida pelo escoamento directamente sobre os grãos de sedimento. Esta tensão é denominada tensão tangencial de pele ou efectiva, $\tau_{b\ s}$. Deste modo, θ na equação (2.5) é denominado parâmetro de *Shields* de pele, θ_s . Como será abordado na secção 2.5, a tensão tangencial total que é exercida sobre o fundo poderá conter também contribuições relativas ao próprio movimento dos sedimentos e às formas

de fundo. Contudo, estas componentes da tensão tangencial não contribuem para o processo de mobilização dos sedimentos.

Modos de transporte

Para valores da tensão tangencial efectiva superiores ao valor crítico, os grãos de sedimento começam a deslizar, a rolar e a saltar ao longo do fundo móvel horizontal. As partículas de sedimento estão continuamente em contacto com o fundo e interagem entre si, pelo que as forças intergranulares são importantes. Este regime de transporte, denominado transporte por arrastamento (*bed load*), é o modo dominante de transporte para escoamentos com velocidades pequenas e para os sedimentos mais grosseiros.

Para valores crescentes da tensão tangencial, desenvolvem-se formas de fundo, por exemplo, rugas (*ripples*). As formas de fundo têm um especial interesse do ponto de vista do transporte dado que favorecem a entrada em suspensão dos sedimentos que foram mobilizados do fundo. Se o valor da tensão tangencial decrescer, as formas de fundo poderão permanecer “congeladas”. Pelo contrário, para valores crescentes de τ_{bs} , nomeadamente, para valores de θ_s superiores a $0.8 - 1$, as rugas são varridas pelo escoamento e desenvolve-se uma fina camada junto ao fundo plano, na qual a concentração de sedimentos é muito elevada e o transporte muito intenso. Este modo de transporte denomina-se *sheet flow*, dado que o movimento das partículas de sedimento está organizado na forma de camadas justapostas. A espessura da camada de *sheet flow* é da ordem de 10 a 100 diâmetros do grão de sedimento e depende do valor do parâmetro de *Shields* de pele (Dohmen-Janssen, 1999). Dado que as forças que se exercem entre as partículas do sedimento são importantes, pois que, a concentração de sedimentos nesta camada é elevada, este modo de transporte é por vezes englobado na definição do transporte por arrastamento.

Acima da camada de *sheet flow*, poderá existir uma camada de sedimentos em suspensão (sobretudo se os sedimentos forem finos), e que são transportados pelo escoamento. Os grãos de sedimento em suspensão são suportados pelos processos de mistura turbulenta na vertical. Dado que a concentração de sedimentos em suspensão não é elevada, as forças intergranulares não são importantes.

A figura 2.3 ilustra o movimento dos grãos de sedimento para os diferentes modos de transporte.

Os mecanismos físicos relevantes para os dois modos de transporte enunciados, por arrastamento (incluindo o *sheet flow*) e em suspensão, são diferentes entre si e dependem da concentração de sedimentos. De acordo com Dohmen-Janssen (1999), poder-se-á esperar que a “fronteira” entre estes dois modos de transporte esteja localizada no nível em que a concentração de sedimentos varia entre 1 a 8 % em volume (≈ 20 a 200 g/l).

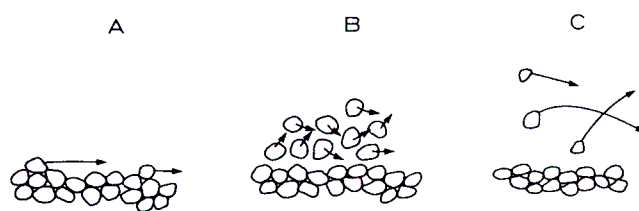


Figura 2.3 – Diferentes modos do transporte de sedimentos: A – arrastamento; B – *sheet flow*; C – suspensão (reprodução de Fredsøe e Deigaard, 1992)

Deposição

A taxa de deposição dos sedimentos que se encontram em suspensão ou que são transportados por arrastamento é determinada pela velocidade de queda dos sedimentos, w_c . A velocidade de queda de uma partícula isolada é determinada a partir da sua dimensão e forma, da sua densidade e da viscosidade do fluido no qual ela se move. Para as dimensões dos grãos de sedimento não coesivos, $d > 0.1$ mm, a velocidade de queda diferencia-se da lei de *Stokes* e depende consideravelmente da forma irregular das partículas de sedimento. Têm sido propostas diferentes expressões empíricas que permitem determinar w_c . Na literatura são frequentemente referidas a fórmula de Gibbs, que é adequada para esferas, e as fórmulas de Hallermeier, de van Rijn e de Soulsby para a areia natural. As expressões das fórmulas de Hallermeier e de Soulsby são:

Hallermeier (ver Soulsby, 1997):

$$\begin{aligned}
w_c &= \frac{\nu D_*^3}{18d} & D_*^3 &\leq 39 \\
w_c &= \frac{\nu D_*^{2.1}}{6d} & 39 < D_*^3 &\leq 10^4 \\
w_c &= 1.05 \frac{\nu D_*^{1.5}}{6d} & 10^4 < D_*^3 &\leq 3 \times 10^6
\end{aligned} \tag{2.6}$$

Soulsby (1997):

$$w_c = \frac{\nu}{d} \left[(10.36^2 + 1.049 D_*^3)^{1/2} - 10.36 \right] \quad \forall D_*^3 \tag{2.7}$$

onde $D_* = \left[\frac{g(s-1)}{\nu^2} \right]^{1/3} d$, representa um parâmetro adimensional que caracteriza a dimensão do grão de sedimento, e s é a massa volúmica relativa, $s = \rho_s/\rho$.

Soulsby (1997) efectuou um estudo comparativo entre os valores da velocidade de queda calculadas pelas fórmulas citadas anteriormente e um conjunto de resultados experimentais obtidos para areias naturais. Este estudo mostrou que a equação (2.7) é a mais precisa: 60% dos valores calculados encontram-se a uma distância relativa de 10% dos valores experimentais e 90% a uma distância relativa de 20% dos valores experimentais.

Quando a concentração de sedimentos é elevada, $C > 0.05$ (Soulsby, 1997) o escoamento que se estabelece em torno de uma partícula de sedimento em queda, influencia a velocidade de queda das partículas adjacentes. O valor de C indicado representa a concentração volumétrica de sedimentos, isto é, o volume de sólidos (sem porosidade) por unidade de volume (m^3/m^3). Nestas condições, a velocidade de queda de uma partícula é menor do que a observada para uma partícula isolada. Este processo, denominado de entravamento (*hindered settling*), pode ser quantificado de acordo com a expressão que Richardson e Zaki propuseram em 1954:

$$w_c = w_{c0} (1 - C)^n \tag{2.8}$$

onde w_{c0} representa a velocidade de queda de uma partícula isolada e n é uma constante que depende do número de *Reynolds* da partícula de sedimento ($w_{c0}d/\nu$): o seu valor varia entre 2.3 e 4.6 (Cheng, 1997).

2.2.3 Definições

A taxa de transporte de sedimentos, q_s , é definida como o volume de grãos de sedimento que se movem por unidade de tempo e por unidade de largura do fundo. As unidades de q_s em S.I. são m^2/s . A taxa de transporte total dos sedimentos, que inclui as contribuições do transporte por arrastamento e em suspensão, é determinada a partir do integral do fluxo de sedimentos na coluna de água:

$$q_s = \int_{z_0}^h u(z,t) C(z,t) dz \quad (2.9)$$

onde $u(z,t)$ e $C(z,t)$ representam, respectivamente, os valores instantâneos da velocidade do escoamento e da concentração de sedimentos, h representa a profundidade da coluna de água e z_0 corresponde ao nível conceptual acima do fundo onde o valor da velocidade do escoamento é nula.

Considere-se o caso de um escoamento na forma de uma onda e de uma corrente média colineares. Nestas condições podemos exprimir os valores instantâneos de u e de C na seguinte forma:

$$u = \langle u \rangle + \tilde{u} \quad \text{e} \quad C = \langle C \rangle + \tilde{C} \quad (2.10)$$

onde $\langle u \rangle$ e $\langle C \rangle$ representam os valores médios num ciclo da oscilação e \tilde{u} e \tilde{C} as componentes oscilatórias ($\langle \tilde{u} \rangle = 0, \langle \tilde{C} \rangle = 0$). Substituindo as equações (2.10) em (2.9), obtém-se que o valor médio da taxa de transporte num ciclo da onda é dado por:

$$\langle q_s \rangle = \int_{z_0}^h [\langle u \rangle \langle C \rangle + \langle \tilde{u} \tilde{C} \rangle] dz \quad (2.11)$$

O primeiro termo do segundo membro, representa a contribuição da componente do escoamento médio para o fluxo de sedimentos e é determinada a partir das distribuições verticais médias de u e de C . O segundo termo, representa a contribuição da componente oscilatória para o fluxo. A componente oscilatória traduz a influência dos efeitos não estacionários e da assimetria da velocidade do escoamento para o transporte sedimentar.

Os efeitos não estacionários resultam do facto das partículas de sedimento não reagirem imediatamente às variações temporais da tensão tangencial exercida pelo escoamento no fundo. As partículas de sedimento ao serem mobilizadas do fundo levam um certo tempo até atingirem um determinado nível na coluna de água, o que depende da difusão da turbulência para os níveis mais elevados da camada limite. O processo de deposição das partículas também não é instantâneo, e depende da altura que elas atingiram e da sua velocidade de queda. Estes dois processos contribuem para que haja um desfasamento entre a velocidade do escoamento e a concentração de sedimentos num determinado nível, pelo que a contribuição da componente oscilatória para a taxa de transporte média não é nula.

A figura 2.4 mostra os valores experimentais das distribuições verticais das duas componentes do fluxo de sedimentos, para o caso de um escoamento que resulta da combinação de uma onda sinusoidal e de uma corrente média. Verifica-se que a contribuição da componente oscilatória para o transporte total é negativa, isto é, no sentido contrário ao da propagação da onda. Como será analisado no capítulo 6, a importância dos efeitos não estacionários depende do diâmetro mediano do sedimento, da amplitude da velocidade orbital, do período da onda e da intensidade da corrente média.

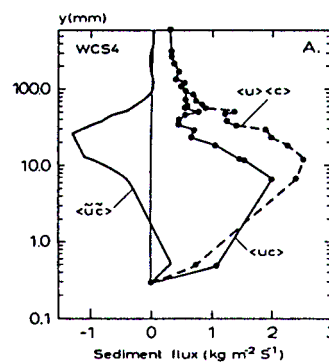


Figura 2.4 – Distribuição vertical do fluxo de sedimentos: $\langle u C \rangle$ fluxo total; $\langle u \rangle \langle C \rangle$ componente média; $\langle \tilde{u} \tilde{C} \rangle$ componente oscilatória (reprodução de Murray et al., 1991)

A outra contribuição para a componente oscilatória do fluxo de sedimentos resulta da assimetria da velocidade do escoamento junto ao fundo. Esta assimetria está relacionada com a deformação do perfil de uma onda que se propaga em águas pouco profundas. A

figura 2.5 ilustra a evolução temporal da elevação da superfície livre, da velocidade e do valor quadrático da velocidade correspondente à propagação de uma onda que inicialmente tem um perfil sinusoidal, com amplitude de 1.5 m e comprimento de onda igual a 100 m, num canal com profundidade constante, $h = 10$ m (ver Seabra Santos, 1985). As linhas a contínuo representam a solução numérica obtida a partir da resolução numérica das equações de *Serre* e as linhas a tracejado representam os perfis no caso da onda sinusoidal não sofrer nenhuma alteração. A solução numérica mostra que à medida que a onda se propaga, o perfil inicial de forma sinusoidal tende para o de uma onda cnoidal. Os valores máximos de u e $abs(u/u)$ na crista da onda são superiores aos valores observados na cava. Esta assimetria contribui, através do termo $\langle \tilde{u} \tilde{C} \rangle$ e da tensão tangencial no fundo, que é proporcional a u/u , para um reforço do fluxo de sedimentos na direcção de propagação da onda. O presente exemplo serve também de demonstração de como a representação da velocidade orbital da onda que se propaga em águas pouco profundas em termos de uma oscilação sinusoidal se revela inadequada para o cálculo do transporte sedimentar.

É de salientar que a presença de uma corrente média com a direcção de propagação da onda tende igualmente a induzir uma assimetria na velocidade do escoamento.

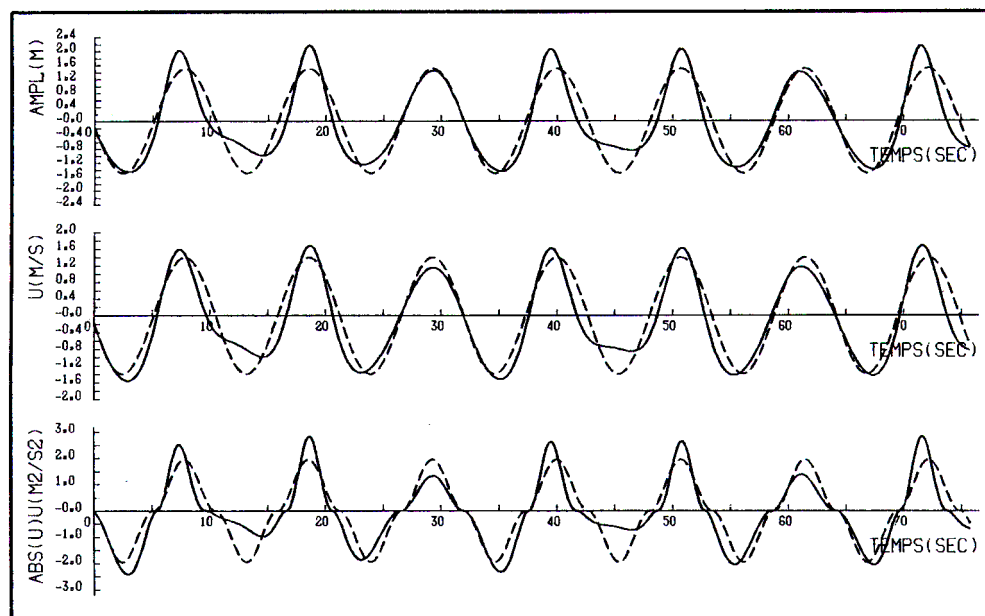


Figura 2.5 – Propagação de uma onda em águas pouco profundas: as linhas a contínuo representam a solução numérica das equações de *Serre* e as linhas a tracejado representam os perfis correspondentes a uma onda sinusoidal (reprodução de Seabra Santos, 1985)

A partir da análise que foi feita nesta secção, observa-se que para descrever o processo de transporte de sedimentos na zona costeira é necessário conhecer as características da velocidade do escoamento e da concentração de sedimentos no interior da camada limite de fundo e avaliar a tensão tangencial que é exercida pelo escoamento sobre o fundo móvel.

Na próxima secção são analisados os aspectos mais importantes da hidrodinâmica da camada limite de fundo no contexto de escoamentos permanentes, escoamentos puramente oscilatórios, ou dos que resultam da combinação destes dois. As características da distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos são posteriormente analisadas na secção 2.4. Considera-se inicialmente a situação em que o fundo móvel é plano, isto é, que o regime de transporte dominante é o de *sheet flow*. A influência das formas de fundo no campo das velocidades e da concentração de sedimentos é analisada na secção 2.5.

2.3 A camada limite de fundo na zona costeira

2.3.1 Escoamento em regime permanente

A camada limite de fundo gerada por um escoamento permanente na zona costeira do oceano correspondente à plataforma continental interna ou a um estuário tem uma espessura típica da ordem de metros ou da dezena de metros.

As medições da velocidade em regime turbulento mostram que o perfil vertical da velocidade no interior da camada limite apresenta uma variação logarítmica com a profundidade, z :

$$u(z) = (u_*/k) \ln(z/z_0) \quad (2.12)$$

Nesta equação, u_* representa a velocidade de atrito, $u_* = (\tau_b / \rho)^{1/2}$ e k representa a constante de *von Kármán* ($k \approx 0.4$). A grandeza z_0 que intervém na equação (2.12), denomina-se escala de rugosidade do fundo, e representa o nível acima do fundo com sedimentos onde o valor da velocidade é nulo. Este conceito não é fisicamente realista mas traduz o facto de que o modelo proposto integra os detalhes do escoamento tridimensional

existente nas vizinhanças dos elementos de rugosidade. O valor de z_0 depende da viscosidade da água, da velocidade do escoamento e da rugosidade “real” do fundo.

A equação (2.12) só é válida nas regiões do escoamento em que as tensões de corte laminares possam ser desprezadas face às tensões turbulentas.

No caso de um escoamento sobre uma parede lisa (sem elementos de rugosidade) as tensões de corte turbulentas tendem a anular-se nas vizinhanças imediatas da parede. Nesta região, denominada sub-camada viscosa, observa-se que existe uma dependência linear da velocidade do escoamento com a distância à parede, isto é, $u(z) = u_*^2 z/\nu$. Acima desta camada, cuja espessura, δ_ν , é proporcional a ν / u_* , a distribuição vertical da velocidade é bem descrita pela equação (2.12) com $z_0 = 0.11 \nu / u_*$ (Schlichting, 1979).

Quando o escoamento se processa sobre um fundo com elementos de rugosidade, o valor de z_0 depende também da dimensão desses elementos. Define-se, nesse caso, um parâmetro importante, o número de *Reynolds* da rugosidade do grão, R_{KN} , que é dado pela razão entre a dimensão característica dos elementos de rugosidade, K_N , e a espessura da sub-camada viscosa, δ_ν , $R_{KN} = u_* K_N / \nu$. A grandeza K_N representa o coeficiente de rugosidade equivalente de *Nikuradse*, que é definido como o diâmetro dos grãos com forma esférica que reproduzem o perfil de velocidade e a tensão tangencial no fundo que seriam observados com a rugosidade real presente no fundo. Para o caso de um fundo plano com areia, o valor de K_N está relacionado com a dimensão real dos grãos de sedimento. Diferentes autores consideram diferentes relações entre estas duas grandezas: por exemplo, Nielsen (1992) e Soulsby (1997) consideram que $K_N = 2.5d_{50}$, enquanto que van Rijn (1984) considera que $K_N = 3d_{90}$. Neste trabalho considerar-se-á a primeira relação. No caso em que o fundo apresenta formas ou quando o transporte de sedimentos é intenso, o coeficiente de rugosidade equivalente depende também das dimensões dessas formas e do parâmetro de *Shields*, e tem um valor superior à que é determinada em função da dimensão do grão. Estes casos serão abordados com mais detalhe na secção 2.5.

Com base em resultados experimentais, Christofferson e Jonsson estabeleceram em 1985 a seguinte expressão para a determinação de z_0 :

$$z_0 = \frac{k_N}{30} \left[1 - e^{-R_{KN}/27} \right] + \frac{\nu}{9u_*} \quad (2.13)$$

Esta expressão que é válida para todos os números de *Reynolds* da rugosidade do grão, assume casos particulares de interesse:

- quando $R_{KN} < 5$, os elementos de rugosidade têm uma dimensão inferior à espessura da sub-camada viscosa, pelo que os elementos de rugosidade não influenciam a distribuição da velocidade nem a tensão tangencial exercida pelo escoamento sobre a fronteira sólida. Diz-se que o escoamento processa-se sobre uma parede hidraulicamente lisa e o valor de $z_0 = \nu/(9u_*)$;
- quando $R_{KN} > 70$, o efeito da presença dos elementos de rugosidade faz-se sentir directamente no escoamento na camada limite de fundo. Diz-se que o escoamento processa-se sobre uma parede hidraulicamente rugosa e $z_0 = K_N/30$.

De uma maneira geral é comum tratar o escoamento na camada limite de fundo como hidraulicamente rugoso, dado que essas são as características dos escoamentos naturais com relevo para o transporte sedimentar em regiões costeiras.

A distribuição vertical da tensão tangencial, $\tau(z, t)$, no interior da camada limite de fundo gerada por um escoamento estacionário e uniforme, pode ser estabelecida a partir da equação do movimento horizontal assumindo que a distribuição da pressão é hidrostática e que a tensão de corte na superfície livre da água é nula (Nielsen, 1992):

$$\tau(z, t) = \tau_b (1 - z/h) \quad (2.14)$$

A partir das equações (2.12) e (2.14), mostra-se que o coeficiente de viscosidade turbulenta, ν_t , definido a partir de $\frac{\tau}{\rho} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial z}$, tem uma distribuição parabólica:

$$\nu_t = ku_* z(1 - z/h) \quad (2.15)$$

O valor da tensão tangencial exercida pelo escoamento no fundo, τ_b , pode ser expresso a partir da equação (2.3):

$$\tau_b = 0.5 \rho f_c u^2(z) \quad (2.16)$$

onde f_c representa o factor de atrito da corrente. Para o perfil semi logarítmico da velocidade, o valor de f_c é dado por:

$$f_c = 2 \left[\frac{0.4}{\ln(z/z_0)} \right]^2 \quad (2.17)$$

O valor de z na equação (2.17) representa o nível no qual é especificada a velocidade do escoamento. No caso em que a velocidade na equação (2.16) representa o valor médio da velocidade do escoamento na vertical, $\bar{u} = \frac{1}{(h-z_0)} \int_{z_0}^h u(z) dz$, o factor de atrito escreve-se:

$$f_c = 2 \left[\frac{0.4}{\ln(h/z_0) - 1} \right]^2 \quad (2.18)$$

2.3.2 Escoamento puramente oscilatório

A camada limite de fundo gerada por um escoamento puramente oscilatório associado à propagação de uma onda de superfície, ocupa uma pequena região da coluna de água junto ao fundo. Sobre uma superfície sólida e lisa (sem elementos de rugosidade) a espessura da camada limite oscilatória é de apenas alguns milímetros, enquanto que sobre um fundo plano e móvel com sedimento, a espessura da camada limite não é superior, na maior parte dos casos de aplicação prática, a uma dezena de centímetros.

A figura 2.6 ilustra, como exemplo, a distribuição vertical da velocidade do escoamento no interior da camada limite de fundo para diferentes fases do escoamento potencial associado à propagação de uma onda monocromática:

$$U(t) = a_w \omega \cos(\omega t) \quad (2.19)$$

onde a_w representa a amplitude da excursão das partículas no ciclo da onda e $U(t)$ a velocidade do escoamento fora da camada limite. Estas medições foram efectuadas por

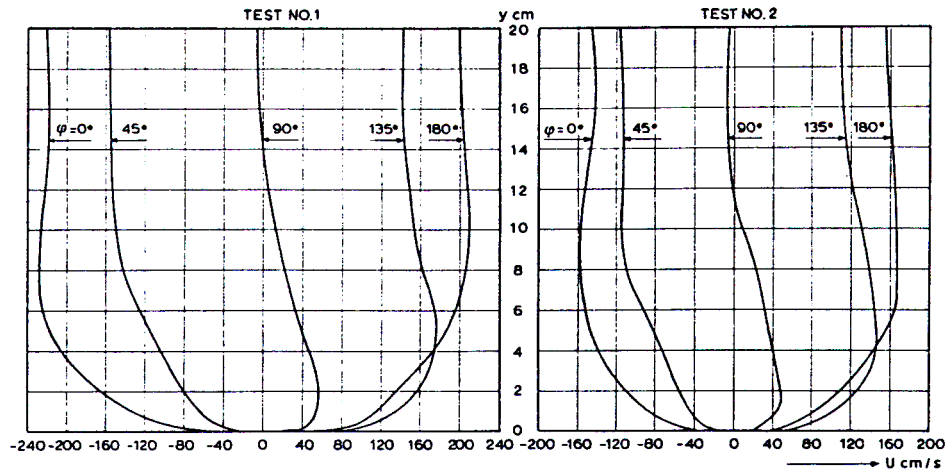


Figura 2.6 – Distribuição vertical da velocidade instantânea $u(z,t)$ no interior da camada limite oscilatória para diferentes fases do escoamento potencial (reprodução de Jonsson e Carlsen, 1976)

Jonsson e Carlsen (1976) num túnel de ondas em condições de um regime turbulento sobre um fundo hidraulicamente rugoso.

A análise da figura 2.6 ilustra algumas das características típicas do escoamento no interior da camada limite de fundo oscilatória:

- a amplitude da velocidade orbital aumenta desde um valor nulo no fundo até um valor $U_w = a_w \omega$, no topo da camada limite. Nos níveis compreendidos entre 5 cm e 10 cm apresenta valores que são superiores a U_w . Este fenómeno, denominado de *overshooting*, pode ser interpretado como a sobreposição de uma onda transversal atenuada (que se propaga na vertical) no escoamento oscilatório principal, $U(t)$, e resulta da inércia da oscilação;

- a velocidade do escoamento nas vizinhanças do fundo inverte de sinal antes do escoamento potencial. Deste modo, verifica-se que a fase para a qual a tensão tangencial no fundo é máxima está avançada relativamente ao instante em que a velocidade do escoamento exterior à camada limite é máximo. Esta diferença de fase é de 45° para um escoamento laminar mas diminui no caso de um escoamento turbulento (Nielsen, 1992).

A figura 2.7 compara as distribuições verticais da velocidade do escoamento correspondentes às experiências de Jonsson e Carlsen e de Jensen et al. (efectuadas em 1989) com o perfil semi logarítmico da velocidade expresso na equação (2.12). É de salientar que a experiências de Jensen et al. foram realizadas em condições de regime turbulento sobre um fundo hidraulicamente liso.

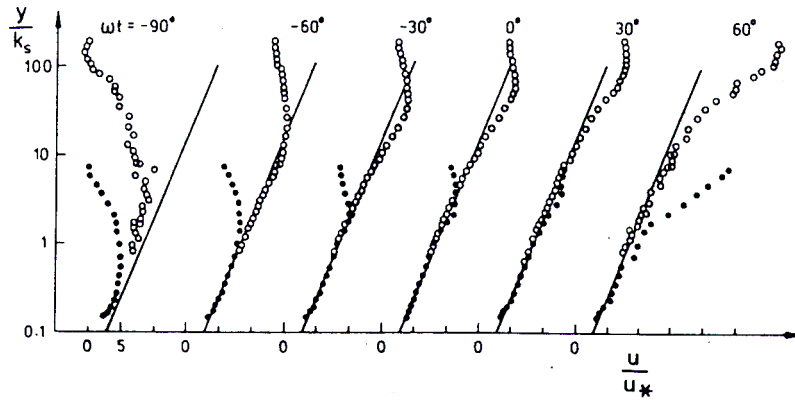


Figura 2.7 – Perfis verticais da velocidade medidos por Jensen et al. em 1989 (○) e por Jonsson e Carlsen (1976) (●). As linhas a contínuo representam o perfil semi logarítmico da velocidade válido para um escoamento permanente sobre um fundo hidraulicamente rugoso (reprodução de Sleath, 1995)

Verifica-se que a região da camada limite de fundo na qual é possível ajustar a equação (2.12) ao conjunto de pontos experimentais é praticamente nula nos instantes de inversão do escoamento potencial ($\omega t = -90^\circ ; 90^\circ$) e tem uma extensão máxima para as fases em que a velocidade do escoamento exterior é máxima ($\omega t = 0^\circ$). De acordo com Sleath (1995), o desajustamento observado deve-se a que em determinados instantes do ciclo da onda a intensidade da turbulência que é gerada junto ao fundo é nula.

Com base num conjunto de resultados experimentais, Sleath (1995) estabeleceu que o limite a partir do qual a turbulência está completamente desenvolvida em todo o ciclo da onda é dado por:

$$R_w = 7.10^4 \left(\frac{a_w}{d} \right)^{0.17} \quad (2.20)$$

onde R_w representa o número de *Reynolds* da onda, $R_w = U_w a_w / \nu$. A equação (2.20) foi estabelecida com base em valores médios da intensidade da turbulência num ciclo da onda.

A intensidade da turbulência é avaliada em termos do valor médio quadrático das flutuações turbulentas da velocidade na direcção horizontal, u' , e vertical, v' . Na realidade, a intensidade da turbulência varia em função da posição de um qualquer ponto no interior da camada limite e da fase do escoamento potencial, como se ilustra na figura 2.8.

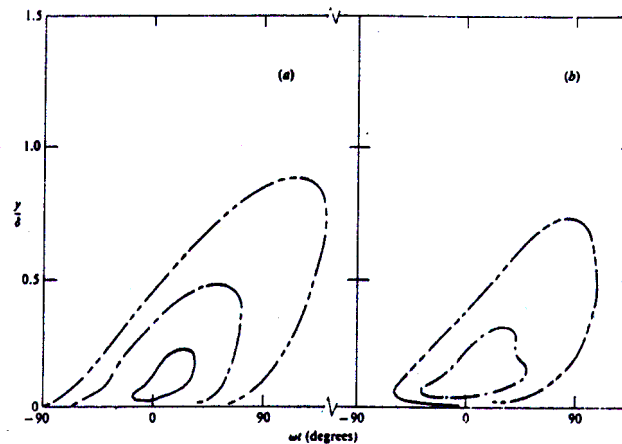


Figura 2.8 - Distribuição vertical do valor médio quadrático das flutuações turbulentas da velocidade na direcção horizontal, u' (a), e vertical, v' (b), para diferentes fases da onda (reprodução de Sleath, 1995)

A análise da figura 2.8 mostra que a intensidade da turbulência nas vizinhanças do fundo é nula nos instantes de inversão do escoamento potencial. À medida que a velocidade do escoamento aumenta, a turbulência é gerada junto ao fundo, apresentando um intensidade máxima para a fase $\omega t = 0^\circ$, e propaga-se para os níveis mais elevados da camada limite em instantes subsequentes. A comparação das figuras 2.7 e 2.8 ilustra que à medida que a intensidade da turbulência junto ao fundo decresce, o ajuste entre as distribuições verticais da velocidade medidas e o perfil semi logarítmico é menor.

A hipótese de que a velocidade do escoamento no interior da camada limite oscilatória apresenta uma distribuição semi logarítmica para todas as fases do escoamento constitui a base dos primeiros modelos da hidrodinâmica da camada limite de fundo (ver, por exemplo, Nielsen, 1992). Apesar da validade teórica destes modelos ser limitada para valores muito pequenos da rugosidade relativa, K_N/a_w , estes modelos conseguem estimar correctamente os valores máximos da tensão tangencial no fundo, para valores de K_N/a_w até 1.

O escoamento na camada limite oscilatória sobre um fundo plano e horizontal, pode ser correctamente simulado com recurso a modelos numéricos que resolvem a equação do movimento horizontal:

$$\frac{\partial(u-U)}{\partial t} = \frac{\partial}{\partial z} \left(\nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \right) \quad (2.21)$$

O grau de complexidade destes modelos advém da formulação considerada para representar o escoamento turbulento que determina o coeficiente de viscosidade turbulenta, ν_t .

A tensão tangencial exercida pelo escoamento oscilatório no fundo, é uma grandeza que tem uma importância fundamental do ponto de vista do transporte de sedimentos. Os resultados experimentais e os resultados dos modelos numéricos mostram que, à semelhança da equação (2.16), o valor máximo da tensão tangencial exercida no fundo durante o ciclo da onda, pode ser parametrizado em termos da amplitude da velocidade orbital do escoamento no topo da camada limite, U_w , e do factor de atrito da onda, f_w , que é, de uma maneira geral, uma função do número de *Reynolds* da onda, R_w , e da rugosidade relativa:

$$\tau_{b\max} = 0.5 \rho f_w U_w^2 \quad (2.22)$$

Na literatura encontram-se diferentes relações que permitem estimar o factor de atrito da onda. Para o caso do regime hidraulicamente rugoso, Swart em 1974, Nielsen (1992), Huynh Thanh e Temperville (1990) e Antunes do Carmo et al. (2001) consideram como válida a seguinte expressão para qualquer valor de a_w/K_N ¹:

$$f_w = k_1 \exp \left[k_2 \left(\frac{a_w}{K_N} \right)^{k_3} \right] \quad (2.23)$$

Os valores das constantes k_1 , k_2 e k_3 foram determinados por ajustamento tendo em conta um conjunto de resultados experimentais ou os resultados de modelos numéricos da

¹ Excepto para a fórmula de Swart onde se considera que para $a_w/K_N < 1.57$, $f_w = 0.3$.

camada limite de fundo: Swart $k_1 = 0.00254$, $k_2 = 5.21$, $k_3 = -0.19$; Nielsen $k_1 = 0.00184$, $k_2 = 5.5$, $k_3 = -0.2$; Huynh Thanh e Temperville $k_1 = 0.00278$, $k_2 = 4.65$, $k_3 = -0.22$; Antunes do Carmo et al. $k_1 = 0.0014$, $k_2 = 4.584$, $k_3 = -0.134$. Soulsby (1997) apresenta a seguinte formulação:

$$f_w = 1.39 \left(\frac{a_w}{z_0} \right)^{-0.52} \quad (2.24)$$

A evolução da tensão tangencial no fundo pode ser determinada a partir da seguinte expressão:

$$\tau_b(t) = 0.5 \rho f_w U(t) |U(t)| \quad (2.25)$$

No caso em que a velocidade do escoamento no topo da camada limite de fundo é um sinal complexo no tempo, como acontece no caso da propagação de ondas irregulares, o valor de a_w que intervém nas equações (2.23) e (2.24), é determinado em termos da amplitude da velocidade orbital equivalente, $\sqrt{2} u_{rms}$, onde u_{rms} representa o valor médio quadrático da velocidade $U(t)$, e do período de pico do espectro, T_p (Ockenden e Soulsby, 1994)

Antunes do Carmo et al. (2001) mostraram que o factor de atrito não permanece constante ao longo do ciclo da onda: os valores de f_w aumentam à medida que a velocidade diminui. Deste modo, estes autores consideram que o valor de a_w que intervém na equação (2.23) é dado por:

$$a_w(t) = \frac{\sqrt{2} U_{rms} T_p}{2\pi} \frac{U(t + \vartheta)}{U_w} \quad (2.26)$$

e

$$\tau_b(t) = 0.5 \rho f_w U(t + \vartheta) |U(t + \vartheta)| \quad (2.27)$$

Nestas equações, ϑ representa o desfasamento entre a tensão tangencial no fundo e a velocidade no topo da camada limite de fundo. Uma análise detalhada acerca da capacidade das equações (2.23), (2.26) e (2.27) reproduzirem correctamente os valores instantâneos da tensão tangencial no fundo é efectuada em Antunes do Carmo et al. (2001) e Guizen e Temperville (1999).

2.3.3 Escoamento na forma de uma onda e de uma corrente permanente

A análise dos dados experimentais relativos a um escoamento oscilatório, associado à propagação de uma onda na presença de uma corrente média, mostra que a estrutura do escoamento associado à onda não é afectado pela presença da corrente média, enquanto que o perfil vertical da velocidade da corrente média na camada limite de fundo é consideravelmente modificado pela presença de ondas (Nielsen, 1992). Observa-se que o efeito das ondas tende a diminuir a velocidade da corrente média junto ao fundo de uma quantidade que depende da amplitude orbital da velocidade da onda, dando origem a um aumento aparente da escala de rugosidade, z_0 , que intervém no perfil semi logarítmico da velocidade, equação (2.12).

A interacção entre o escoamento médio e o escoamento oscilatório na camada limite de fundo é também observada a nível dos valores da tensão tangencial exercida no fundo. No âmbito do programa europeu G6M *Coastal Morphodynamics* foi efectuado um estudo comparativo dos valores da tensão máxima, τ_{\max} , e média, τ_m , calculados por diferentes modelos numéricos da camada limite de fundo turbulenta e por diferentes formulações paramétricas (por comodidade de escrita omitiu-se o subscrito “b” em τ). A figura 2.9 mostra, para o caso de uma onda e de uma corrente colineares, que os valores de τ_{\max} e τ_m são sempre superiores à soma das contribuições individuais da tensão tangencial associada à corrente, τ_c , e à onda, τ_w (τ_w representa a amplitude da tensão tangencial induzida pelo escoamento oscilatório). Soulsby (1997) parametrizou os resultados dos diferentes modelos referidos na figura de acordo com a seguinte formulação:

$$\frac{\tau_m}{\tau_c + \tau_w} = X(1 + bX^p(1 - X)^q) \quad (2.28)$$

$$\frac{\tau_{\max}}{\tau_c + \tau_w} = 1 + aX^m(1 - X)^n \quad (2.29)$$

com,
$$X = \frac{\tau_c}{\tau_c + \tau_w} \quad (2.30)$$

Os valores das constantes a , m , n , b , p , q optimizam os resultados de cada modelo considerado.

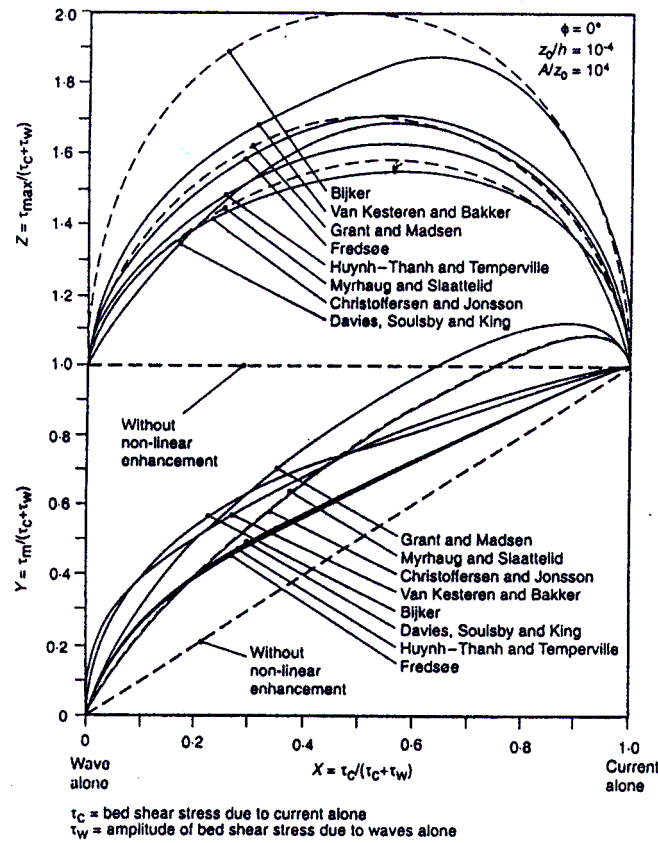


Figura 2.9 – Intercomparação dos valores da tensão tangencial máxima e média exercida no fundo calculados por diferentes modelos (reprodução de Soulsby, 1997)

Para calcular a tensão de atrito instantânea diferentes formulações paramétricas são propostas na literatura. De acordo com Ockenden e Soulsby (1994) e Antunes do Carmo et al. (1995), existem fundamentalmente duas aproximações distintas.

Na primeira, o valor da tensão tangencial instantânea é traduzido por uma expressão análoga à equação (2.25):

$$\tau_b(t) = 0.5 \rho f_{cw} U(t)|U(t)| \quad (2.31)$$

onde f_{cw} representa o factor de atrito global que deverá conter informação acerca da interacção não linear entre o escoamento oscilatório e o escoamento permanente. De acordo com Madsen e Grant (1976):

$$f_{cw} = \alpha f_c + (1 - \alpha) f_w \quad (2.32)$$

onde $\alpha = U_0 / (U_w + U_0)$ e f_c e f_w representam, respectivamente, os factores de atrito da corrente e da onda que são dados através das expressões (2.17) e (2.23) / (2.24). Em Antunes do Carmo et al. (1995) ambos os factores de atrito são afectados de termos locais relativos à interacção:

$$f_w = 0.00278 e^{\left[4.65 (1-\alpha) \Phi \left(\frac{\hat{a}_l}{K_N} \right)^{-0.22} \right]} ; \quad f_c = 0.06 \left[\log_{10} \frac{12 h}{k_{rco}} \right]^{-2} \quad (2.33)$$

Φ depende do ângulo ϕ entre a direcção de propagação da onda e a corrente média (no caso colinear $\phi = 0^\circ$ vem que $\Phi = 1$). $k_{rco} \approx 3d_{90} e^{(1-\alpha)\Phi}$ representa o coeficiente de rugosidade que inclui o efeito da presença da onda. A quantidade \hat{a}_l na equação (2.33) tem o significado de uma amplitude orbital instantânea.

Na segunda formulação, a contribuição da onda e da corrente média para a tensão tangencial são consideradas separadamente:

$$\tau_b(t) = 0.5 \rho f_c^+ U_0^2 + 0.5 \rho f_w^+ U(t) |U(t)| \quad (2.34)$$

onde f_c^+ e f_w^+ representam os coeficientes de atrito modificados pela interacção não linear. De acordo com Okenden e Soulsby (1994):

$$f_c^+ = \frac{\tau_m}{0.5 \rho U_0^2} ; \quad f_w^+ = \frac{\tau_w^+}{0.5 \rho U_w^2} \quad (2.35)$$

com $\tau_w^+ = \tau_{\max} - \tau_m$.

A figura 2.10 compara os valores da tensão tangencial no fundo calculados através das equações (2.31) – (2.33) com os resultados do modelo numérico da camada limite de fundo 1DVK-L que será apresentado no capítulo 4. As figuras (a) e (c) representam o sinal da velocidade no topo da camada limite de fundo que foi calculado recorrendo a um modelo numérico que resolve as equações de *Boussinesq* relativas à propagação de uma onda em águas pouco profundas (Antunes do Carmo e Seabra Santos, 1996). Em ambos os

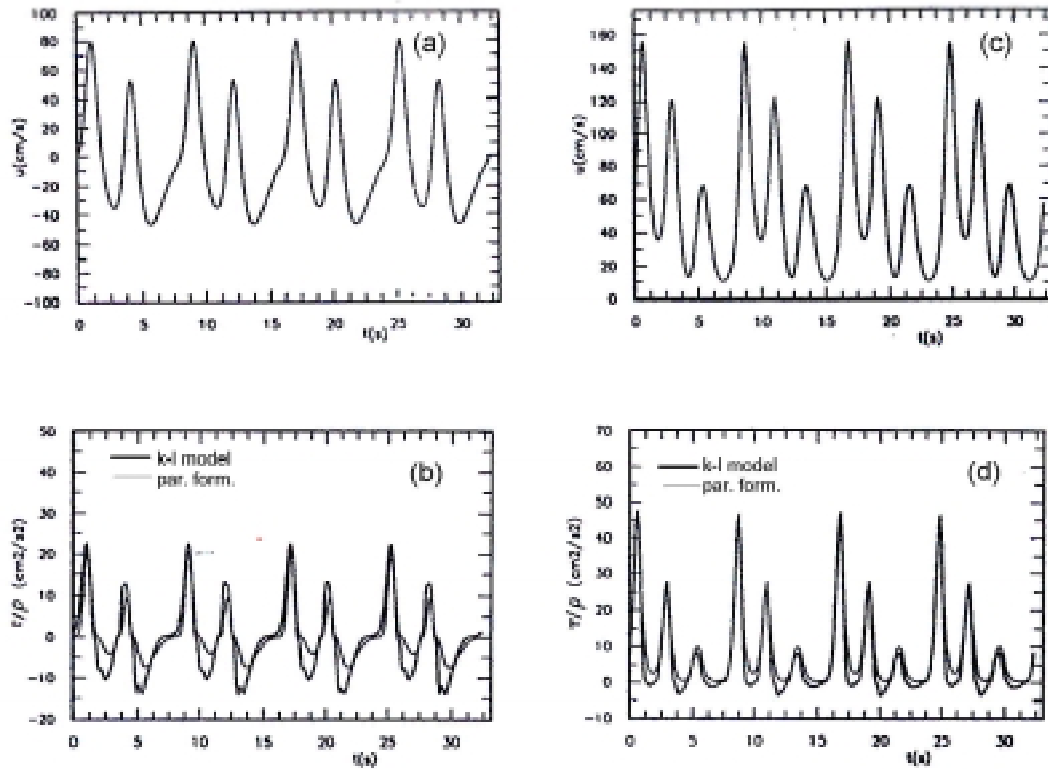


Figura 2.10 – Comparação dos valores da tensão tangencial no fundo calculados pelas equações (2.31) – (2.33) e pelo modelo 1DV/K-L para diferentes velocidades do escoamento médio: em (a) e (b) $U_0 = -2.57$ cm/s; em (b) e (d) $U_0 = 54.6$ cm/s.

casos considerou-se a propagação de uma onda sinusoidal com período 8.1 s e uma altura de 40 cm, sobre um fundo com profundidade constante e igual a 1 m. O valor da velocidade média é de -2.75 cm/s para o primeiro caso representado nas figura (a) e (b) e de 54.6 cm/s para o segundo caso, representado nas figuras (c) e (d). Observa-se que a formulação paramétrica proposta simula correctamente a evolução temporal da tensão tangencial, nomeadamente os valores máximos de τ_b .

2.4 Distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos na camada limite de fundo

A distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos no interior da camada limite de fundo gerada por um escoamento permanente ou oscilatório pode ser descrita, em primeira aproximação, pela seguinte equação de conservação:

$$\frac{\partial C(z,t)}{\partial t} = w_c \frac{\partial C(z,t)}{\partial z} - \frac{\partial q_a(z,t)}{\partial z} \quad (2.36)$$

$C(z,t)$ representa os valores instantâneos da concentração dos sedimentos e $q_a(z,t)$ representa o fluxo vertical da concentração de sedimentos. Assumiu-se que a distribuição da concentração de sedimentos na direcção horizontal é uniforme, isto é, que o gradiente horizontal da concentração de sedimentos é muito inferior ao gradiente na direcção vertical e que o escoamento é puramente horizontal, pelo que as velocidades verticais são nulas. O fluxo vertical da concentração de sedimentos é geralmente descrito através de um modelo difusivo, onde q_a é proporcional ao gradiente vertical da concentração, fazendo intervir o coeficiente de difusividade turbulenta, γ_t :

$$q_a(z,t) = -\gamma_t \frac{\partial C(z,t)}{\partial z} \quad (2.37)$$

As condições aos limites associadas à equação (2.36) são: no topo da camada limite ($z = \delta_h$) o fluxo vertical da concentração de sedimentos é nulo $0 = w_c C(z,t) + \gamma_t \frac{\partial C(z,t)}{\partial z}$; a um determinado nível nas vizinhanças do fundo, $z = z_a$, $C(z_a,t) = C_a$, sendo C_a um valor de referência que depende do valor da tensão tangencial exercida pelo escoamento no fundo. O valor de z_a é geralmente considerado como $2 d_{50}$, pelo que se assume que a equação (2.36) descreve não só a distribuição espaço temporal dos sedimentos que se encontram em suspensão, mas também dos que se encontram no interior da camada de *sheet flow*.

No caso de um escoamento permanente, a equação (2.36) escreve-se:

$$w_c C(z) + \gamma_t \frac{\partial C(z)}{\partial z} = 0 \quad (2.38)$$

Esta equação traduz o equilíbrio entre o fluxo ascendente difusivo e o fluxo descendente convectivo associado ao processo de deposição das partículas de sedimento. De acordo com a equação (2.38), a distribuição vertical da concentração de sedimentos é determinada em função do coeficiente de difusividade turbulenta e da velocidade de queda. O

coeficiente de difusividade turbulenta está relacionado com o coeficiente de viscosidade turbulenta:

$$\gamma_t = \frac{\nu_t}{\sigma_t} \quad (2.39)$$

onde σ_t representa o número de *Smith* ($\sigma_t \approx 0.75$ de acordo com Lewellen, 1977). Mediante a integração da equação (2.38) e assumindo uma distribuição parabólica para ν_t , equação (2.15), obtém-se a seguinte solução analítica para a distribuição vertical da concentração (perfil de *Rouse*):

$$C(z) = C_a \left[\frac{z}{z_a} \frac{h - z_a}{h - z} \right]^{-b} \quad (2.40)$$

onde $b = \frac{w_c \sigma_t}{ku_*}$. A figura 2.11 mostra a variação de C/C_a em função de z/h para diferentes valores de b .

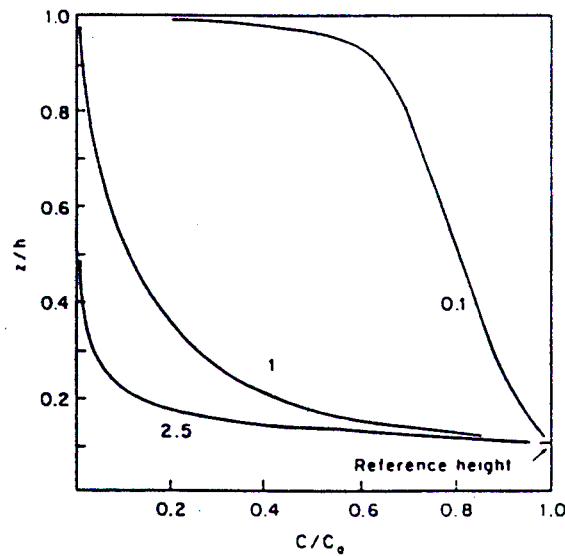


Figura 2.11 – Variação de C/C_a em função de z/h para diferentes valores de $\frac{w_c}{u_*}$ (reprodução de Huynh Thanh, 1990)

Observa-se que para pequenos valores de b , isto é, de $\frac{w_c}{u_*}$, os valores da concentração de sedimentos em toda a coluna de água são elevados, enquanto que para valores mais elevados de b , os sedimentos em suspensão estão limitados a uma zona junto ao fundo.

No caso dos escoamentos oscilatórios, a forma da variação temporal da concentração de sedimentos a cada nível no interior da camada limite determina, como se mencionou na secção 2.2.3, o fluxo horizontal de sedimentos e a taxa de transporte sedimentar. Neste âmbito, as experiências realizadas na última década por Ribberink e Al-Salem (1992), Katopodi et al. (1994) e Dohmen-Janssen (1999), entre outros, mostraram como é que as partículas de sedimento depositados no fundo reagem a um escoamento oscilatório (na forma de uma onda ou de uma onda e uma corrente média colineares) em condições de fundo plano (*sheet flow*). O caso de um fundo irregular será analisado na secção 2.5. Os resultados obtidos por estes autores diferem quantitativamente entre si, dado que se referem a diferentes condições experimentais. Porém, apresentam características semelhantes, a partir das quais é possível inferir acerca da estrutura da distribuição da concentração de sedimentos em escoamentos oscilatórios. As figuras 2.12 e 2.13 ilustram, respectivamente, a distribuição vertical da concentração de sedimentos média no ciclo da oscilação, e a evolução temporal da concentração para diferentes níveis na camada limite de fundo. Estas figuras referem-se à condição experimental E2 de Katopodi et al. (1994), que é relativa a um escoamento na forma de uma onda monocromática sinusoidal sobreposta a uma corrente média. O valor do diâmetro mediano do sedimento é de 0.21 mm. O nível $z = 0$, corresponde ao nível do fundo inicial. A análise das figuras ilustra a existência de três zonas que apresentam características distintas da distribuição da concentração de sedimentos. A primeira zona, denominada de *pickup layer* (ou de camada de *sheet flow* inferior), é onde ocorre o processo de mobilização das partículas de sedimento e estende-se em profundidade desde $z \approx 1.6 \text{ mm}$ até ao nível em que não há movimento dos sedimentos ($z \approx -3.5 \text{ mm}$). Nesta zona, os valores da concentração nos instantes em que a velocidade do escoamento é pequena e não existe erosão do fundo, são idênticos aos valores da concentração dos sedimentos que se encontram compactados no fundo imóvel. Para valores crescentes da velocidade do escoamento, os sedimentos são mobilizados do fundo, e a concentração decresce. O gradiente vertical da concentração de

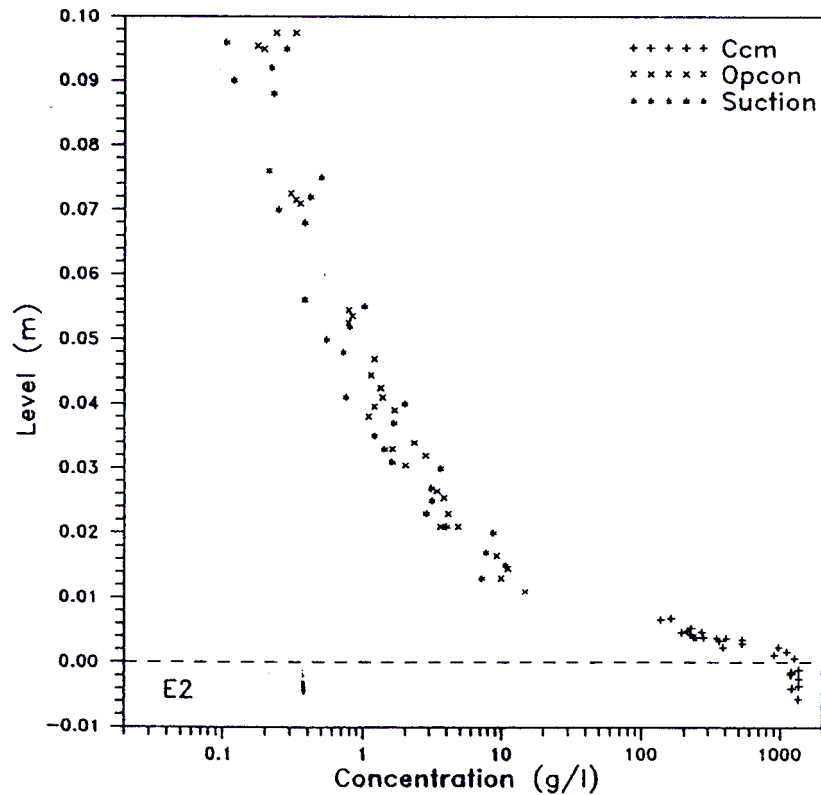


Figura 2.12 – Distribuição vertical da concentração média no ciclo da oscilação para a condição E2 (reprodução de Katopodi et al. ,1994)

sedimentos nesta zona não é significativo.

Acima desta região, existe uma camada entre $z \approx 0.16$ e 1 cm em que se observa um gradiente vertical da concentração muito elevado. Esta camada, que constitui a zona superior da camada de *sheet flow*, tem um comportamento distinto do que foi observado na *pickup layer*. Os valores da concentração aumentam à medida que a velocidade do escoamento aumenta, apresentando dois picos principais para as fases em que a velocidade do escoamento potencial é máxima. Esta variação temporal da concentração de sedimentos mostra que as partículas de sedimento que foram mobilizadas do fundo são transportadas para esta zona. A estes níveis são também evidentes picos secundários da concentração nos instantes de inversão do escoamento potencial e que resultam de instabilidades da camada limite de fundo. É de notar, no entanto, que contrariamente ao que se observa para os picos principais, os picos secundários não têm uma assinatura na *pickup layer*.

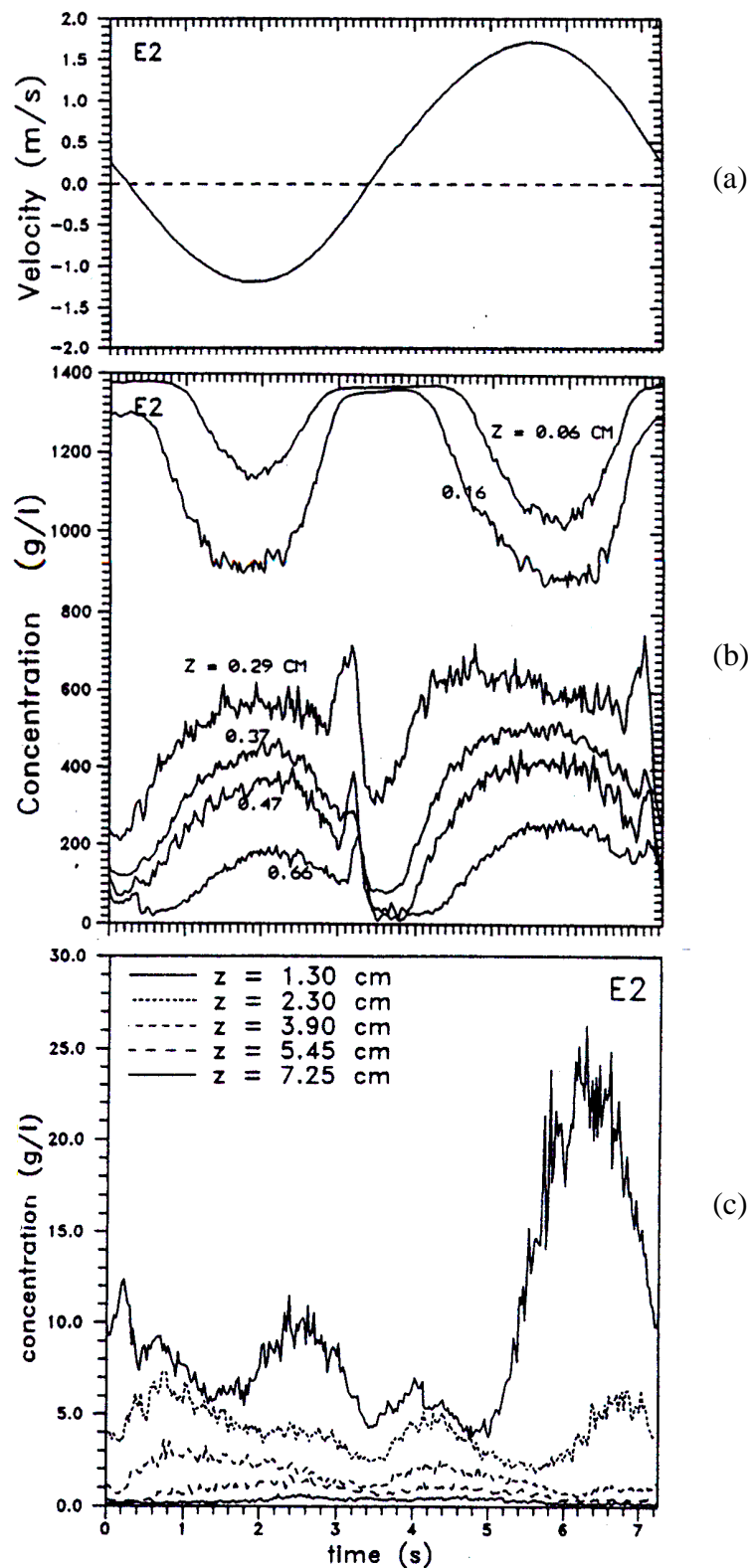


Figura 2.13 – Evolução da componente horizontal da velocidade a 10 cm do fundo (a) e da concentração de sedimentos a diferentes níveis (b) e (c) ao longo de um ciclo da oscilação para a condição E2 (reprodução de Katopodi et al. ,1994).

O limite superior da camada de *sheet flow* é conceptualmente definido no ponto em que a concentração média de sedimentos no ciclo da onda é de 1% a 8% em volume (≈ 20 a 200 g/l). De acordo com Dohmen- Janssen (1999), será de esperar que para valores da concentração acima deste valor limite os processos de interacção entre as partículas de sedimento sejam importantes e influenciem a distribuição vertical da concentração média. É de salientar, que na camada de *sheet flow*, o efeito de estratificação associado ao forte gradiente vertical da concentração de sedimentos constitui um mecanismo de dissipação de energia cinética turbulenta. Este efeito é tanto mais pronunciado quanto maior for a espessura da camada de *sheet flow* (Dohmen- Janssen, 1999).

Acima da camada de *sheet flow*, os sedimentos encontram-se em suspensão na coluna de água e a sua concentração média no ciclo da oscilação decresce em z até um valor praticamente nulo para $z = 10.0$ cm. A distribuição vertical da concentração média de sedimentos em suspensão $\langle C(z) \rangle$, ilustrada na figura 2.12, é bem descrita pela seguinte expressão:

$$\langle C(z) \rangle = C_a \left[\frac{z}{z_a} \right]^{-\alpha'} \quad (2.41)$$

Ribberink e Al-Salem (1994), mostraram que o factor de decaimento, α' , é uma constante para diferentes valores da amplitude orbital da velocidade da onda ($\alpha' \approx 2.1$). Dohmen- Janssen (1999) refere que este facto constitui uma indicação de que o coeficiente de difusividade turbulenta não aumenta com U_w , pelo que na camada de *sheet flow* ocorre dissipação da energia cinética turbulenta.

Os valores instantâneos da concentração de sedimentos em suspensão ilustram a presença de dois picos principais (ver, por exemplo, o nível $z = 1.30$ cm) que resultam dos sedimentos que foram mobilizados do fundo nos instantes em que a velocidade do escoamento é máxima. A assimetria dos valores máximos da concentração observados nos dois meios ciclos da onda resulta da assimetria do escoamento. É de notar que estes picos propagam-se para os níveis mais elevados da camada limite apresentando um desfaseamento cada vez maior relativamente à velocidade do escoamento potencial indicada na figura 2.13 (a).

Dohmen-Janssen (1999) efectuou um estudo comparativo das características da distribuição da concentração de sedimentos observadas para diferentes condições

experimentais. Considerou para o efeito os testes experimentais relativos à propagação de uma onda sinusoidal sobre uma corrente média nos quais se considerou diferentes valores para U_w , U_0 , T e d_{50} (Série E, Katopodi et al., 1994, e as Séries I e H, Dohmen-Janssen, 1999). Desta análise resultaram as seguintes conclusões no que respeita à distribuição da concentração de sedimentos:

- os valores médios da concentração de sedimentos em suspensão num ciclo da onda aumentam para valores crescentes da velocidade orbital e do período da onda e para os menores valores do diâmetro mediano do sedimento;
- a espessura da camada de *sheet flow* aumenta para os menores valores do diâmetro mediano do sedimento considerado;
- o desfasamento entre a fase da concentração de sedimentos em suspensão e a velocidade do escoamento aumenta à medida que d_{50} diminui;
- os picos secundários da concentração de sedimentos têm uma importância significativa na distribuição da concentração de sedimentos no interior da camada limite para os sedimentos mais finos considerados.

No capítulo 4, a distribuição da concentração de sedimentos no interior da camada limite é simulada recorrendo a um modelo que resolve numericamente a equação (2.36). Será analisada a capacidade deste modelo em reproduzir as distribuições experimentais observadas e o transporte de sedimentos resultante.

2.5 Formas de fundo

Uma característica comum do escoamento em rios, em estuários e junto à costa é a tendência que o fundo móvel tem em formar estruturas sedimentares.

Se observarmos o perfil de uma praia na direcção perpendicular à costa desde o ponto em que o efeito da ondulação se faz sentir no fundo até à linha de costa constatamos que existem estruturas sedimentares caracterizadas por diferentes formas e escalas espaciais (ver figura 2.14).

Nalgumas regiões do domínio representado, o fundo apresenta-se coberto de formas denominadas *rugos* (*vortex ripples*) que estão mais ou menos em equilíbrio com o

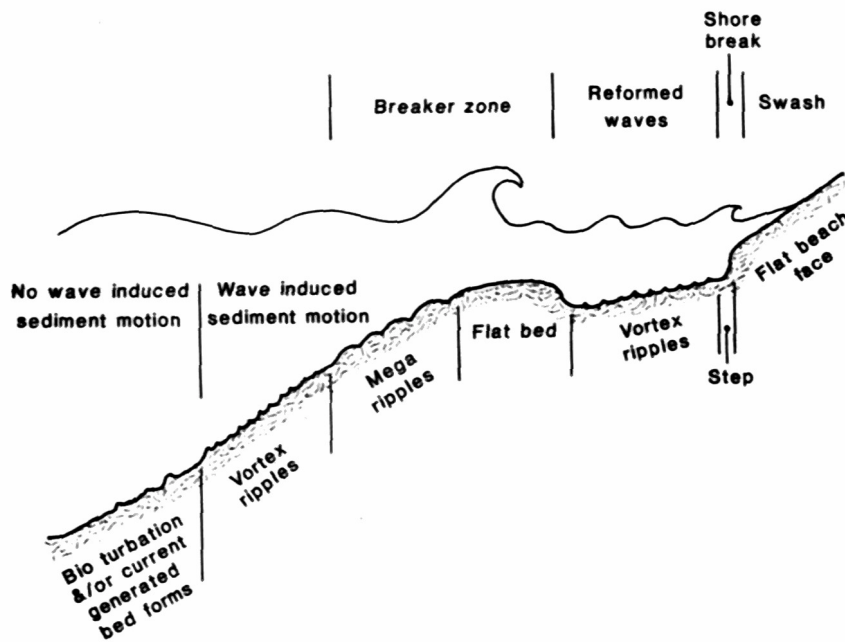


Figura 2.14 – Distribuição das formas de fundo numa praia em condições moderadas da agitação marítima (reprodução de Nielsen, 1992)

escoamento. Estas formas de fundo ocorrem para valores do parâmetro de *Shields* de pele entre $0.05 \leq \theta_s \leq 0.8$; 1. Estas condições observam-se no caso de regimes moderados de ondulação antes da zona de rebentação ou na zona de *surf*, quando as ondas se reformam após rebentação sobre as barras litorais. Dependendo do escoamento, estas formas podem ter uma distribuição espacial bidimensional ou tridimensional. No caso em que o escoamento é puramente oscilatório e simétrico (caso de uma onda sinusoidal na ausência de uma corrente média) as rugas apresentam um perfil simétrico. A sua forma depende também do tipo de sedimento presente e da periodicidade do escoamento oscilatório: no caso de sedimentos finos e/ou de ondas de curto período, as rugas apresentam cristas pontiagudas e o perfil é descrito por dois ramos de uma parábola; se os sedimentos são mais grosseiros e/ou para ondas de maior período, as cristas das rugas são mais arredondadas com um perfil quase sinusoidal. Quando o escoamento apresenta algum grau de assimetria, associado à existência de correntes ou à deformação da onda que se propaga em águas pouco profundas, as rugas apresentam uma forma assimétrica. As rugas têm comprimentos de onda da ordem da dezena de centímetros e altura da ordem de

centímetros. A partir de trabalhos experimentais no caso de ondas regulares, Nielsen (1992) mostrou que o comprimento característico de uma ruga está directamente relacionada com a amplitude orbital do movimento induzido pela onda, a_w , $\lambda_r \approx 1.33 a_w$ (para pequenos valores de θ_s), e que a declividade relativa, h_r/λ_r , é dada por:

$$h_r / \lambda_r = 0.182 - 0.24 \theta_s^{1.5} \quad (2.42)$$

sendo h_r a altura da ruga.

O campo da velocidade que se estabelece na camada limite gerada por ondas ou por ondas e correntes sobre um fundo com rugas é complexo, tal como é ilustrado na figura 2.15.

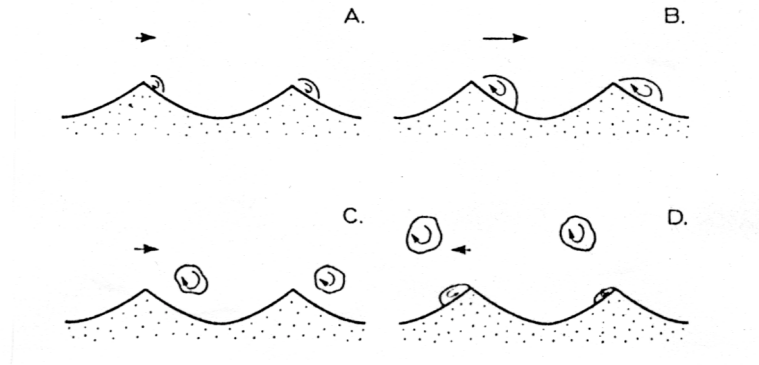


Figura 2.15 – Ilustração esquemática do mecanismo de formação e ejeção de vórtices sobre rugas simétricas (reprodução de Fredsøe, 1993)

Após o instante correspondente à inversão do escoamento oscilatório (A), desenvolve-se uma zona de separação do escoamento junto à crista da ruga. Os vórtices formados nesta zona de separação aumentam em intensidade ao longo do tempo (B) e são ejectados do fundo quando o gradiente de pressão se inverte (C). A partir deste instante os vórtices são advectados pelo escoamento (D) e a sua intensidade diminui. Estas estruturas são capazes de aprisionar os sedimentos que são transportados por arrastamento ou em suspensão na zona a montante da crista e constituem um mecanismo de suspensão efectivo para os sedimentos depositados no fundo.

Deste modo, as pequenas estruturas sedimentares, como as rugas, determinam a estrutura da camada limite, nomeadamente, a distribuição das tensões tangenciais e da intensidade da turbulência junto ao fundo, pelo que têm uma influência directa no

mecanismo de mobilização e de suspensão dos sedimentos. Em particular, a presença de rugas contribui para um aumento da importância dos efeitos não estacionários referidos na secção 2.2.3.

As rugas raramente são formadas na zona de rebentação das ondas. Nesta região, o valor de θ_s é geralmente superior a 0.8, pelo que o fundo tende a ser plano ou a estar coberto por estruturas de maior escala, como as barras litorais e as megarugas (*megaripples*). As barras litorais são formadas nas zonas onde existe convergência do transporte perpendicular à costa. As megarugas têm comprimentos típicos da ordem de um a dois metros e uma altura de dezenas de centímetros. A espessura da camada limite de fundo gerada pela onda é, nestas condições, muito menor que a escala característica dessas formas, pelo que o fundo se apresenta localmente como plano, no que diz respeito ao transporte de sedimentos. A influência das grandes estruturas sedimentares no transporte sedimentar provém do facto de elas modificarem localmente o regime de ondulação através dos fenómenos de rebentação, difracção e refracção.

É de salientar, que a figura 2.14 é relativa a condições moderadas de agitação marítima. Em condições de tempestade, o modo de transporte dominante é o *sheet flow*, e a distribuição espacial das diferentes estruturas sedimentares pode ser diferente da representada.

Para o caso de um escoamento permanente, van Rijn (1984) determinou com base numa série de dados obtidos na natureza e em laboratório, que a existência e as características das formas de fundo podem ser descritas em termos do diâmetro mediano do grão de sedimento e do parâmetro de transporte, T_s , que é definido como:

$$T_s = (\theta_s - \theta_{cr}) / \theta_{cr} \quad (2.43)$$

θ_{cr} representa o valor crítico do parâmetro de *Shields* de pele para o qual o transporte é nulo. Como se ilustra na figura 2.16, as formas de fundo do tipo dunas ocorrem para valores de T_s inferiores a 15. Para diâmetros medianos inferiores a cerca de 0.45 mm e para valores de T_s inferiores a 3 geram-se rugas. Quando $\theta_s \gg \theta_{cr}$ as partículas de sedimento mobilizadas do fundo entram directamente em suspensão e as formas de fundo desaparecem – nestas condições observa-se um regime de transição para valores de T_s compreendidos entre 15 e 25, e condições de fundo plano para $T_s > 25$. É de salientar que estes limites foram estabelecidos considerando que $K_N = 3 d_{90}$. As rugas geradas por um

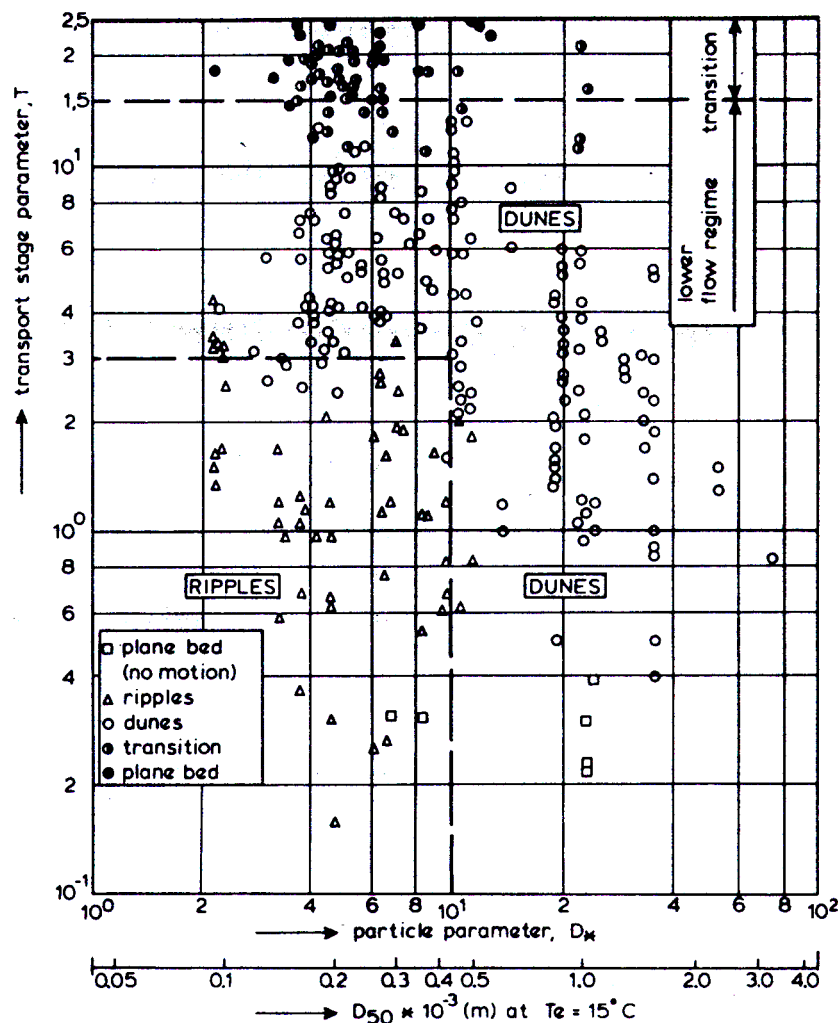


Figura 2.16 – Diagrama para a classificação das formas de fundo no caso de um escoamento permanente (reprodução de van Rijn, 1984)

escoamento permanente apresentam uma forma assimétrica, em que o maior declive se encontra a jusante da crista. O seu comprimento de onda pode ser estimado em cerca de $1000 d_{50}$, e a sua altura é $1/7$ desse comprimento. As dunas têm escalas características muito superiores: o seu comprimento de onda, λ_d , é da ordem das dezenas de metros e a sua altura, h_d , da ordem de alguns metros. De acordo com van Rijn (1984) estes valores podem ser estimados a partir da altura da coluna de água, h , e do parâmetro de Shields, que determina T_s :

$$\lambda_d = 7.3 h \quad (2.44)$$

$$h_d = 0.11 h (d_{50}/h)^{0.3} (1 - e^{-0.5 T_s}) (25 - T_s)$$

Como se disse anteriormente, na presença de rugas observa-se um fenómeno de separação do escoamento junto à crista da ruga, que está associado a uma perda significativa da energia do escoamento. Neste caso, a tensão tangencial no fundo tem uma componente associada às diferenças de pressão, que se estabelece entre os dois lados adjacentes à crista da ruga (tensão tangencial de forma), que se sobrepõe à tensão tangencial de pele que se produz e que actua sobre os grãos de sedimento.

No que diz respeito ao transporte de sedimentos, a tensão tangencial de pele é responsável pelo transporte por arrastamento e pela mobilização dos sedimentos (como foi analisado na secção 2.2.2), e determina o valor crítico do parâmetro de *Shields* para o qual o transporte é nulo e o valor da concentração de referência, C_a (Nielsen, 1992; Fredsøe, 1993 e Soulsby, 1997). Por outro lado, no caso de existirem formas de fundo, é sobretudo a componente da tensão tangencial de forma que determina a intensidade da turbulência e assim, a difusão de sedimentos para as camadas superiores da coluna de água. Deste modo, para o cálculo do transporte total de sedimentos, que engloba a componente por arrastamento e a componente em suspensão, interessa reter a tensão total que é exercida no fundo. Existe outra contribuição para a tensão tangencial total que resulta do facto do momento linear ser extraído do escoamento para mover as partículas de sedimento. Esta componente da tensão é sobretudo importante quando o transporte de sedimentos se processa em condições de *sheet flow*.

É importante notar que em condições normais em que haja formas de fundo e transporte de sedimentos, não é possível medir a tensão tangencial de pele exercida. Por exemplo, para o caso de um escoamento puramente oscilatório, esta componente da tensão é estimada a partir das expressões (2.22) e (2.23), onde o coeficiente de rugosidade de *Nikuradse* é determinado em função da dimensão do grão de sedimento. Por essa razão, Nielsen (1992) e van Rijn (1993) referem-se à tensão tangencial de pele, respectivamente, como $\tau_{2.5}$ (enfatizando o facto da rugosidade ser calculada em termos de $2.5d_{50}$) e como a contribuição “relacionada com o grão”.

Para ilustrar as diferentes contribuições para a tensão tangencial total que é exercida no fundo, mostra-se na figura 2.17 a relação entre o parâmetro de *Shields* total, e o parâmetro $\theta_{2.5}$ (calculado em função de $\tau_{2.5}$) para os dados experimentais de Lofquist e de Carstens obtidos em escoamentos oscilatórios, sobre um fundo com rugas e sobre um fundo plano.

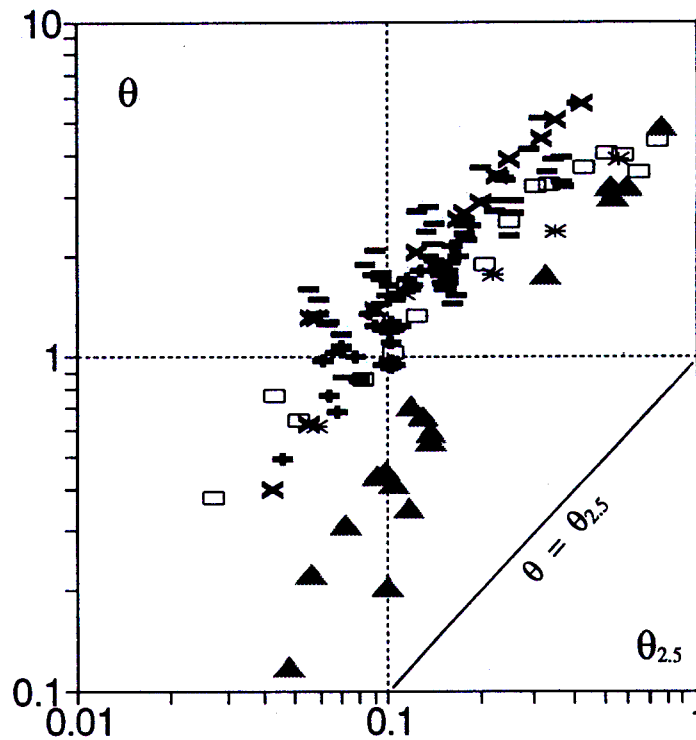


Figura 2.17 - Relação entre o parâmetro de *Shields* total, e o parâmetro $\theta_{2.5}$ para os dados experimentais de Lofquist e de Carstens obtidos em escoamentos oscilatórios. Todos os símbolos representam condições sobre um fundo com rugas à exceção dos triângulos, onde o fundo é plano (reprodução de Nielsen, 1992).

No caso em que o fundo tem rugas, observa-se que os valores de θ são aproximadamente uma ordem de grandeza superiores aos valores de $\theta_{2.5}$, enquanto que para o caso de fundo plano, no qual o transporte de sedimentos é intenso essa diferença é de um factor de 5.

O valor da tensão tangencial total que é exercida no fundo pode ser estimado através das equações paramétricas (2.16) e (2.22), fazendo intervir no cálculo do factor de atrito da onda e da corrente os diferentes tipos de rugosidade: a rugosidade de pele, K_{Ns} , a rugosidade associada ao transporte, K_{Nt} e a rugosidade de forma, K_{Nf} , sendo:

$$K_N = \max(K_{Ns}, K_{Nt}) + K_{Nf} \quad (2.45)$$

A rugosidade de pele é determinada em função do diâmetro médio do grão de sedimento, $K_{Ns} = 2.5 d_{50}$ e a rugosidade associada ao transporte é determinada em função

do parâmetro de *Shields*. Na literatura encontram-se diferentes formulações para determinar K_{Nt} . Com base nas experiências descritas em Nnadi e Wilson (1992), Wilson propôs a seguinte expressão:

$$K_{Nt} = 5 \theta d_{50} \quad (2.46)$$

De acordo com Ribberink (1998):

$$K_{Nt} = (1 + 6 (<|\theta|> - 1)) d_{50} \quad (2.47)$$

onde $<|\theta|>$ representa o valor médio do valor absoluto do parâmetro de *Shields* num ciclo da oscilação. Dado que θ é calculado em função da rugosidade e esta é uma função de θ , o valor de K_{Nt} é determinado por convergência de um esquema iterativo.

A rugosidade de forma depende do tipo de formas de fundo presentes. Para o caso de uma corrente permanente, a rugosidade de forma associada às dunas é bem descrita pela seguinte expressão (van Rijn, 1984):

$$K_{Nf} = 1.1 h_d \gamma (1 - e^{-2.5\psi}) \quad (2.48)$$

onde $\psi = h_d/\lambda_d$ representa a declividade da forma de fundo e γ é um factor de forma que depende da assimetria da duna (o valor de γ varia entre 0.3 para dunas simétricas e 1 para dunas assimétricas, Voogt et al., 1991). No caso de rugas, a rugosidade de forma é determinada de acordo com Soulsby (1997):

$$K_{Nf} = 30 a_r h_r^2 / \lambda_r \quad (2.49)$$

onde o valor da constante a_r varia entre 0.3 e 3 tendo um valor típico de 1.

No caso de um escoamento oscilatório, a rugosidade equivalente de forma associada às rugas pode ser também determinada pelas equação (2.49). As diferentes expressões encontradas na literatura diferem nos valores da constante a_r e no modo como são calculados h_r e λ_r . Considerar-se-á neste trabalho a formulação de Nielsen (1992), equação (2.42) com $a_r = 0.267$.

Capítulo 3

Modelos de transporte de sedimentos

3.1 Introdução

Um dos elementos fundamentais para o estudo das variações da topografia de fundo da zona costeira do oceano consiste na estimativa precisa da taxa de transporte sedimentar.

De uma maneira geral, o transporte sedimentar na zona costeira é dividido em duas categorias, nomeadamente, o transporte na direcção paralela à costa (transporte longitudinal) e o transporte na direcção transversal à costa (transporte transversal). As diferenças entre os processos que determinam o transporte em cada uma dessas direcções, conduziram ao desenvolvimento de diferentes modelos de transporte sedimentar.

O transporte longitudinal é determinado pelas correntes médias paralelas à costa que são geradas pela ondulação ou pela maré. O movimento oscilatório da água associado à ondulação e o processo de rebentação das ondas, determinam a quantidade de sedimentos que são mobilizados do fundo e que se encontram disponíveis para serem transportados por essas correntes médias. Por esta razão, o transporte longitudinal é geralmente descrito a uma escala temporal que é superior à escala característica da ondulação e é exclusivamente quantificado na equação (2.11) em termos da componente relativa ao escoamento médio. Como exemplo dos modelos que podem ser aplicados para calcular a taxa de transporte longitudinal referem-se as formulações de Bijker de 1967, de van Rijn

(1993), de Soulsby - van Rijn (Soulsby, 1997) e a fórmula do CERC. As fórmulas de Bijker e de Soulsby - van Rijn consistem em versões modificadas de fórmulas existentes para o caso de correntes nas quais a influência do escoamento oscilatório é expresso através do aumento da tensão tangencial exercida pelo escoamento no fundo. No modelo de van Rijn a taxa de transporte é determinada a partir da componente associada à corrente na equação (2.11). Este modelo envolve a determinação dos perfis médios da velocidade e da concentração. A fórmula do CERC (ver Fredsøe e Deigaard, 1992) calcula a taxa de transporte longitudinal na zona de *surf* associada às correntes litorais que são induzidas pela rebentação das ondas. A taxa de transporte é determinada em função da altura significativa das ondas na zona de rebentação e do ângulo entre o vector de onda e a linha de costa na zona de rebentação.

Na direcção transversal à costa, a contribuição do movimento oscilatório para o transporte sedimentar não pode ser desprezada, pelo que a descrição do transporte nesta direcção não pode ser efectuada com um modelo que integre o efeito das ondas.

Este capítulo apresenta diferentes tipos de modelos que permitem estimar a taxa de transporte transversal, nomeadamente, modelos quase-estacionários e não estacionários. Ainda que a discussão esteja restringida ao transporte transversal, alguns dos modelos apresentados podem ser generalizados para calcular o transporte em qualquer direcção.

Devido à complexidade dos processos que intervêm na camada limite de fundo e da dificuldade de efectuar medições *in situ*, os modelos de previsão do transporte sedimentar têm assentado sobretudo em formulações empíricas, nas quais a taxa de transporte instantânea é determinada em função da velocidade instantânea do escoamento acima da camada limite ou da tensão tangencial exercida no fundo. Desde o início dos anos 80, foram iniciadas uma série experiências laboratoriais com o objectivo de analisar em detalhe a distribuição do campo das velocidades e da concentração de sedimentos na camada limite de fundo oscilatória, e de quantificar o transporte de sedimentos. Entre outros, referem-se os trabalhos de Horikawa et al. (1982), Sawamoto e Yamashita (1986), Ribberink e Al-Salem (1992), Katopodi et al. (1994) e de Dohmen-Janssen (1999). Estes estudos constituem actualmente uma base de dados única para a compreensão dos processos fundamentais que ocorrem na camada limite de fundo e permitiram melhorar a eficiência dos modelos existentes ou desenvolver novas formulações/modelos matemáticos mais complexos para o cálculo do transporte sedimentar. Na secção 3.4 do presente

capítulo são apresentados diferentes trabalhos experimentais que são considerados na calibração e validação dos modelos numéricos apresentados nos capítulos 4,5 e 6.

Apesar dos desenvolvimentos recentes na modelação do transporte sedimentar, nomeadamente, com o desenvolvimento de modelos numéricos da camada limite de fundo, os modelos actuais de previsão do transporte sedimentar têm ainda um forte carácter empírico, na medida em que alguns dos parâmetros são aferidos com base num conjunto particular de resultados experimentais. Por esta razão, observa-se uma grande dispersão dos resultados quando diferentes modelos são questionados a dar uma resposta à mesma condição do escoamento. De acordo com Sisternans e van der Graaff (2001) e Damgaard et al. (2001), que efectuaram um estudo comparativo dos resultados de diferentes modelos no âmbito do projecto SEDMOC, um dos problemas essenciais para a descrição do transporte sedimentar consiste na estimativa correcta da rugosidade de fundo. Estes autores verificaram que o coeficiente de rugosidade especificada nos modelos tem um efeito importante a nível dos resultados numéricos. O problema reside no facto de que numa dada situação prática, a rugosidade presente no fundo é normalmente desconhecida e tem de ser estimada a partir de formulações empíricas em função das formas de fundo (cujas características são também determinadas empiricamente) e do transporte de sedimentos junto ao fundo (efeitos de fundo móvel).

3.2 Modelos quase-estacionários

A maior parte dos modelos utilizados para estimar o transporte sedimentar foram desenvolvidos com base nas fórmulas de transporte estabelecidas para escoamentos estacionários (por exemplo, as fórmulas de Meyer-Peter e Müller, 1948, de Einstein, 1950 e de Engelund e Hansen, 1967). Estas fórmulas baseiam-se no conceito de que a taxa de transporte de sedimentos é proporcional a uma determinada potência da tensão tangencial exercida pelo escoamento no fundo.

O perfil vertical do fluxo horizontal de sedimentos na coluna de água está em equilíbrio para um escoamento estacionário e uniforme. No caso de um escoamento oscilatório, esta condição de equilíbrio é válida desde que a escala temporal de ajustamento das partículas de sedimento seja inferior à escala característica das variações do escoamento. De acordo com esta hipótese, as partículas de sedimento devem reagir

instantaneamente às variações do escoamento. Isto significa que o tempo de resposta das partículas de sedimento ao entrarem em suspensão ou ao depositarem-se deve ser inferior ao período da onda, T . Nestas condições, os efeitos não estacionários associados aos “efeitos de memória” podem ser desprezados e as formulações baseadas no conceito de equilíbrio podem ser aplicadas para avaliar o transporte de sedimentos ao longo de um ciclo da oscilação. Os modelos de transporte baseados nesta hipótese denominam-se *quase-estacionários*.

Ribberink e Al-Salem (1994) mostraram que os modelos quase-estacionários podem descrever correctamente a taxa de transporte de sedimentos em condições de *sheet flow*, para um sedimento com um diâmetro mediano superior ou igual a 0.2 mm e nas condições experimentais consideradas nas experiências da série B (correspondente a um escoamento oscilatório associado a uma onda de *Stokes* de 2ª ordem com período entre 6.5 e 12 s - ver tabela 3.1 na secção 3.4). Nestas condições experimentais, observou-se que o fluxo de sedimentos está confinado a uma fina camada junto ao fundo cuja espessura não excede 1 cm.

Na literatura encontram-se diferentes modelos quase-estacionários. Entre outros, referem-se as fórmulas de Madsen e Grant (1976), de Bailard (1981) e de Ribberink (1998).

Madsen e Grant:

A formulação de Madsen e Grant é baseada na fórmula de transporte de Einstein para correntes. O valor médio da taxa de transporte por arrastamento em meio ciclo do movimento oscilatório é calculada a partir da seguinte expressão:

$$\frac{\langle q_s \rangle_{1/2}}{w_c d_{50}} = 12.5 \theta_{\max}^3 \quad (3.1)$$

onde θ_{\max} representa o valor máximo do parâmetro de *Shields* durante meio ciclo da onda. O valor da constante de proporcionalidade na equação (3.1) foi determinada mediante o ajustamento dos resultados numéricos a um conjunto de resultados experimentais obtidos com um diâmetro mediano de 0.3 mm, $1 < T < 6$, em condições de fundo plano.

Bailard:

O modelo de Bailard é baseado no modelo teórico de Bagnold, no qual se admite que a taxa de transporte instantânea é proporcional à dissipação da energia do escoamento na camada limite de fundo. A taxa de transporte instantânea é dividida em duas fracções, uma correspondente ao transporte por arrastamento, q_{sb} , e a outra ao transporte em suspensão, q_{ss} :

$$\begin{aligned}
 q_s(t) &= q_{sb}(t) + q_{ss}(t) \\
 q_{sb}(t) &= \frac{0.5 f_w}{(s-1)g} \frac{\epsilon_b}{\tan \phi} u^3(t) \\
 q_{ss}(t) &= \frac{0.5 f_w}{(s-1)g} \frac{\epsilon_s}{w_s} |u^3(t)| u(t)
 \end{aligned} \tag{3.2}$$

ϕ representa o ângulo de repouso do sedimento. ϵ_b e ϵ_s são factores de eficiência para o transporte por arrastamento e em suspensão, respectivamente. De acordo com Bailard, $\tan(\phi) = 0.63$, $\epsilon_b = 0.1$ e $\epsilon_s = 0.02$. No artigo original de Bailard não é especificada qual é a formulação para o calculo da tensão tangencial no fundo. Na equação (3.2) não foram considerados os termos relativos ao declive de fundo.

Ribberink:

Ribberink desenvolveu um modelo quase-estacionário com base na fórmula de Meyer-Peter e Müller para descrever o transporte em condições de *sheet flow* e para diferentes condições do escoamento: escoamentos oscilatórios, na forma de uma onda ou de uma onda sobreposta a uma corrente média, e escoamentos permanentes. A expressão geral do modelo escreve-se:

$$\frac{q_s(t)}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} = m(\theta(t) - \theta_{cr})^n \tag{3.3}$$

Os valores das constantes m e n foram determinados mediante a comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais relativos a experiências laboratoriais e de campo: $m = 11$ e $n = 1.65$. Nas condições experimentais testadas, o parâmetro de *Shields* varia entre 0.07 e 7 para os escoamentos permanentes e entre 0.1 e 2 para os escoamentos oscilatórios, sendo que em todos os casos $d_{50} \geq 0.2$ mm. A tensão tangencial no fundo que intervém na expressão que determina o parâmetro de *Shields*, é calculada a partir das equações (2.16), (2.25) e (2.31), conforme o tipo de escoamento. O factor de atrito correspondente é determinado a partir da equação (2.17) no caso do escoamento permanente, da formulação de Swart para ondas, e da formulação de Madsen e Grant, equação (2.32), para ondas e correntes. O coeficiente de rugosidade de *Nikuradse*, que intervém nas expressões do cálculo do factor de atrito, é determinado tendo em conta a contribuição do transporte de sedimentos junto ao fundo, equação (2.47).

Ribberink mostrou que para obter o melhor ajustamento com os resultados experimentais devem ser consideradas diferentes expressões para o coeficiente de rugosidade de pele no caso de um escoamento permanente e de um escoamento oscilatório, respectivamente, $K_{Ns} = 3d_{90}$ e $K_{Ns} = d_{50}$. As razões físicas para esta discrepância não são clarificadas no estudo efectuado.

3.3 Modelos não estacionários

A simulação do processo de transporte de sedimentos durante um ciclo da oscilação a partir da aproximação estacionária é questionável quando uma grande parte das partículas de sedimento se encontra em suspensão. Esta situação é normalmente encontrada na zona de rebentação, devido à intensificação da mistura turbulenta na vertical, e no caso de existirem rugas sobre o fundo móvel.

A presença de efeitos não estacionários no transporte de sedimentos é posta em evidência, por exemplo, através das experiências de Watanabe e Isobe (1990). Estes autores mostraram que para um escoamento oscilatório sobre um fundo com rugas, na forma de uma onda sinusoidal e de uma corrente média colinear, o transporte nem sempre se processa na direcção do escoamento médio. Os efeitos não estacionários devem-se à presença de vórtices que são formados nas zonas adjacentes à crista das rugas e que retém os sedimentos em suspensão.

Ribberink e Chen em 1993 e Dohmen-Janssen (1999) mostraram que mesmo em condições de fundo plano (regime de *sheet flow*) existem efeitos não estacionários importantes para os sedimentos com um diâmetro mediano igual a 0.13 mm. As experiências de Ribberink e Chen, referidas em Janssen e Ribberink (1996) foram efectuadas para um escoamento oscilatório correspondente a uma onda de *Stokes* de 2ª ordem. Estes resultados experimentais mostram que para valores da velocidade orbital elevados (u_{rms} superiores a 0.7 m/s) o transporte de sedimentos médio num ciclo da onda processa-se no sentido contrário ao do maior valor da velocidade orbital observado durante o ciclo da onda (portanto, na direcção contrária à da propagação da onda). As experiências de Dohmen-Janssen efectuadas para um escoamento correspondente à propagação de uma onda sinusoidal na presença de uma corrente média colinear, mostram que:

- a taxa de transporte média no ciclo da oscilação para um sedimento com $d_{50} = 0.13$ mm é inferior à que se observa para um sedimento mais grosseiro ($d_{50} = 0.21$ e 0.32 mm) nas mesmas condições experimentais;
- os valores de $\langle q_s \rangle$ decrescem à medida que o período da oscilação diminui.

Estes resultados são opostos aos que seriam previstos pelos modelos quase-estacionários.

Dibajnia e Watanabe (1992) e Dohmen-Janssen (1999) desenvolveram duas formulações com base nos modelos quase-estacionários, nos quais os efeitos não estacionários, decorrentes do desfasamento entre a concentração de sedimentos e o campo de velocidades, são descritos indirectamente. De acordo com Dohmen-Janssen (1999), estes modelos denominam-se *semi não estacionários*.

No modelo de Dibajnia e Watanabe (1992) a taxa de transporte de sedimentos média em cada meio ciclo da oscilação é proporcional à potência 3.3 da velocidade característica do escoamento durante esse período. Os efeitos não estacionários são descritos mediante a interacção do fluxo de sedimentos entre dois meios da oscilação sucessivos. A possibilidade de ocorrência de interacção é determinada a partir do tempo de deposição das partículas de sedimento, T_{queda} , em função do valor do parâmetro ω_i , que é definido como (o índice $i = c, t$, respectivamente, para o meio ciclo da oscilação correspondente à crista e à cava da onda):

$$\omega_i = \frac{t_{queda}}{T_i} = \frac{\delta_s / w_c}{T_i} \quad (3.4)$$

T_i representa o tempo de duração de cada meio ciclo da oscilação e δ_s representa a espessura característica da camada de sedimentos em suspensão. Se o valor de ω_i for superior a um valor crítico, ω_{cr} , parte dos sedimentos que foram mobilizados e transportados durante o meio ciclo da oscilação i permanecem em suspensão, sendo posteriormente transportados no sentido contrário pelo escoamento no meio ciclo de onda seguinte. Este efeito contribui para a diminuição do transporte de sedimentos face ao que seria observado com um modelo quase-estacionário. Mediante a variação do valor de ω_{cr} o modelo pode ser aplicado em condições de fundo plano (*sheet flow*) e também na presença de rugas. Um análise detalhada do modelo de Dibajnia e Watanabe é apresentada no capítulo 6.

O modelo semi não estacionário de Dohmen-Janssen (1999) foi desenvolvido com base no modelo de Ribberink apresentado anteriormente. Os valores da taxa de transporte média no ciclo da oscilação são determinados a partir da equação (3.3) fazendo intervir um factor de correcção, fcr , que traduz a influência dos efeitos não estacionários:

$$\langle q_s \rangle = fcr \langle q_s \rangle_{Rib} \quad (3.5)$$

O factor de correcção é determinado a partir do cociente entre a taxa de transporte média *real*, $\langle q_{s,real} \rangle$, que têm em conta os efeitos relativos ao processo de mobilização e deposição das partículas, e a taxa de transporte média de *equilíbrio*, $\langle q_{s,eq} \rangle$.

Os valores instantâneos de $\langle q_{s,real} \rangle$ e de $\langle q_{s,eq} \rangle$ são determinados a partir das seguintes expressões:

$$q_{s,real} = U(t) \int_{z_0}^h C_r(z,t) dz \quad (3.6)$$

$$q_{s,eq} = U(t) \int_{z_0}^h C_{eq}(z,t) dz \quad (3.7)$$

onde $U(t)$ representa a velocidade do escoamento no topo da camada limite de fundo. C_r e C_{eq} representam as distribuições verticais instantâneas da concentração de sedimentos, que são determinadas analiticamente a partir da resolução da equação advection difusiva (2.36) e

da equação (2.38), respectivamente. Assume-se que o valor do coeficiente de difusividade turbulenta, γ_t , tem um valor constante na vertical e no tempo. As condições de fronteira consideradas na integração destas equações são:

- $\left(\frac{\partial C}{\partial z}\right)_{z=z_0} = -\frac{w_c}{\gamma_t} m |U^n(t)|$
- $C(h, t) = 0.$

sendo m e n valores constantes ($n=2$).

Deste modo, a distribuição vertical instantânea da concentração de sedimentos *real* tem em consideração os atrasos de tempo associados aos processos de re-suspensão e de deposição das partículas de sedimento, que modificam a fase da concentração de sedimentos face à calculada na situação de equilíbrio.

Dohmen-Janssen (1999) mostrou que para um escoamento potencial na forma $U(t) = U_0 + U_w \cos(\omega t)$, o factor de correcção, fcr , depende exclusivamente do cociente entre U_0 e U_w e de um parâmetro de defasamento p , definido como:

$$p = 2\pi \frac{t_{queda}}{T} \quad (3.8)$$

tal que:

$$fcr = \frac{\left(\frac{U_0}{U_w}\right)^2 + \frac{1}{2} + G(p)}{\left(\frac{U_0}{U_w}\right)^2 + \frac{3}{2}} \quad (3.9)$$

com

$$G(p) = \frac{P \cos \varphi + Q \sin \varphi}{(P^2 + Q^2)^{3/2}} \quad (3.10)$$

$$P = \frac{1}{2} + \left[\frac{1}{16} + p^2 \right]^{1/4} \cos(0.5\alpha) \quad (3.11)$$

$$Q = \left[\frac{1}{16} + p^2 \right]^{1/4} \sin(0.5\alpha) \quad (3.12)$$

$$\alpha = \arctan(4p) \quad (3.13)$$

$$\varphi = \arctan(-Q/P) \quad (3.14)$$

O valor do tempo de queda das partículas na equação (3.8) é determinado como na equação (3.4), mas considerando que δ_s representa a espessura da camada de *sheet flow*, δ_{sf} . Esta espessura é determinada em função do parâmetro de *Shields*:

$$\frac{\delta_{sf}}{w_c} = 10 \theta_s d_{50} \quad (3.15)$$

A figura 3.1 representa os valores do factor de correcção em função do parâmetro p para diferentes valores de U_0 / U_w .

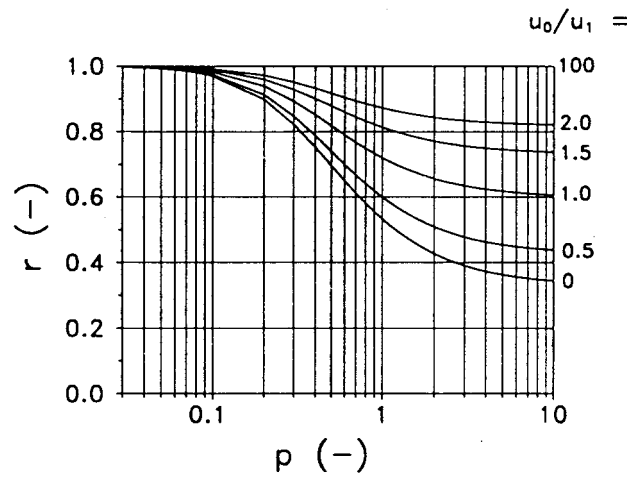


Figura 3.1 – Representação dos valores do factor de correcção do modelo de Dohmen-Janssen em função do parâmetro p para diferentes valores de U_0 / U_w (reprodução de Dohmen-Janssen, 1999)¹

Observa-se que para valores de p inferiores a 0.1, o valor do factor de correcção é aproximadamente igual a 1, para qualquer valor de U_0 / U_w . Para valores de p superiores, os efeitos não estacionários considerados no modelo tornam-se importantes e conduzem a um decréscimo da taxa de transporte face aos valores calculados pelo modelo quase-estacionário. O decréscimo é tanto mais pronunciado quanto menor for a razão entre U_0 e U_w . É de salientar que o valor do factor de correcção é sempre uma quantidade positiva, pelo que o presente modelo não poderá simular situações em que os efeitos não estacionários conduzem a uma inversão no sentido do transporte. O modelo de Dohmen-

¹ Na figura u1 representa U_w e o factor de correcção é representado por r .

Janssen foi testado somente em condições em que o fundo se apresenta como plano (regime de *sheet flow*).

Para simular o transporte de sedimentos descrevendo em detalhe os processos fundamentais que nele intervêm, é necessário recorrer a modelos numéricos da camada limite de fundo. Nas últimas duas décadas foram desenvolvidos diferentes modelos deste tipo adaptados a regime de *sheet flow* (fundos planos). Referem-se, por exemplo, os modelos de Fredsøe et al. (1985), Huynh-Thanh e Temperville (1990), Bros e Eidvisk (1994), Ribberink e Al-Salem (1994) e Li e Davies (1996). Estes modelos não estacionários, calculam o fluxo de sedimentos na camada limite de fundo ao longo do ciclo da oscilação a partir da equação (2.9), mediante a resolução simultânea da equação do movimento horizontal, (2.21), e da equação de balanço da concentração de sedimentos, (2.36). Alguns destes modelos serviram como base para o desenvolvimento de modelos que descrevem a estrutura do escoamento sobre um fundo com rugas.

Nos capítulos 4 e 5 são apresentados dois modelos não estacionários adaptados, respectivamente, a um fundo plano e a um fundo com rugas.

3.4 Base de dados experimental

Nesta secção apresenta-se um conjunto de experiências cujos resultados vão ser utilizados para calibrar e validar os modelos de transporte de sedimentos apresentados nos capítulos 4,5 e 6.

Dos dados experimentais encontrados na literatura seleccionou-se para este estudo as experiências que são representativas das diferentes condições do escoamento encontradas na zona costeira (praias e estuários). Deste conjunto de dados seleccionaram-se posteriormente:

- as experiências que foram realizadas com areia (massa volúmica $\rho_s=2650 \text{ Kg/m}^3$);
- as experiências recentemente realizadas no âmbito dos programas europeus MAST II e III (G6 *Coastal Morphodynamics*, SEDMOC);
- as experiências cujos resultados tenham sido utilizados por outros autores na aferição dos seus modelos.

Uma revisão mais alargada do conjunto de dados experimentais relativos ao transporte sedimentar pode ser encontrada, por exemplo, em Zyserman (1992) e na base de dados do projecto SEDMOC (ver van Rijn et al., 2001).

As tabelas 3.1, 3.2 e 3.3 apresentam de uma forma sucinta os diferentes estudos experimentais que são considerados. Refere-se em cada caso:

- o tipo e o regime do escoamento;
- o diâmetro mediano do sedimento, d_{50} ;
- os valores da velocidade média quadrática, u_{rms} , do período, T , e da assimetria da onda², r ;
- a velocidade média do escoamento integrada na vertical, U_0 ;
- as grandezas que foram medidas experimentalmente;
- a referência bibliográfica;
- o número de testes efectuados.

Os resultados experimentais constam de dados laboratoriais e dados de campo. Os estudos experimentais realizados no campo, nomeadamente nas praias, são escassos na literatura dada a dificuldade em obter medições detalhadas e fiáveis junto ao fundo. Isso deve-se à grande variabilidade espaço - temporal do regime da ondulação e da topografia de fundo. Deste modo, os estudos fundamentais sobre o transporte sedimentar têm sido realizados em condições controladas no laboratório recorrendo a modelos físicos que reproduzem as características do protótipo: canais de ondas (*wave flumes* - WF) e túneis de ondas (*oscillating water tunnels* - OWT). Com o recurso a sofisticados instrumentos de medição, estas instalações permitem efectuar medições detalhadas das variáveis importantes para caracterizar a hidrodinâmica da camada limite de fundo e o processo de transporte de sedimentos.

Os túneis de ondas reproduzem o escoamento oscilatório junto ao fundo através da oscilação em massa da água que se encontra numa conduta fechada. Como se exemplifica na figura 3.2, um túnel de ondas consiste num tubo de secção rectangular em forma de U,

² O coeficiente de assimetria da onda é definido por $r = \frac{u_{wc} - u_{wt}}{u_{wc} + u_{wt}}$, sendo u_{wc} e u_{wt} os valores máximos

da velocidade na crista e cava da onda, respectivamente.

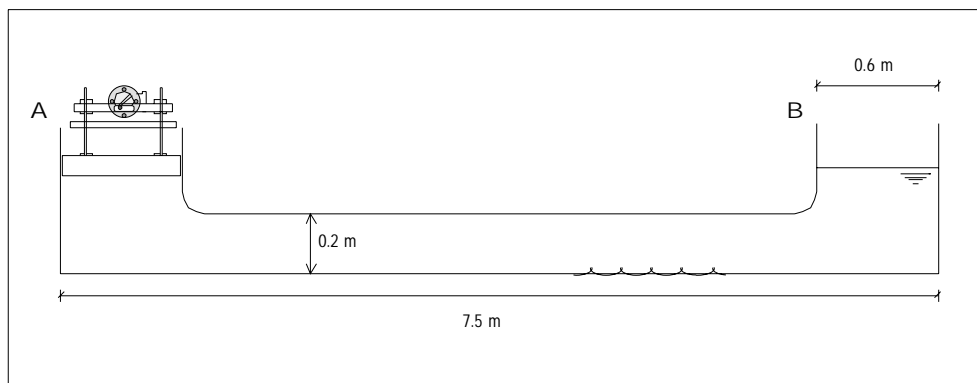


Figura 3.2 –Instalação experimental no DECivil da Universidade de Coimbra

no qual o movimento da água é induzido por um batedor que oscila no plano vertical na extremidade **A** do dispositivo. Na extremidade **B** do túnel a superfície livre da água pode oscilar livremente. Mediante a sobreposição de uma corrente estacionária é possível simular o efeito combinado das ondas e correntes colineares (por exemplo, o *undertow*) no processo de transporte de sedimentos. Este tipo de instalação apresenta vantagens relativamente aos canais de ondas porque o movimento orbital da água junto ao fundo é simulado à escala do protótipo (1:1) sem ser necessário reproduzir a variação da superfície livre da água. Ora isso tem uma especial importância quando se pretende simular as condições extremas da ondulação. É de salientar, no entanto, que num túnel de ondas o escoamento é simulado na aproximação 1DV, isto é, só se reproduz a componente horizontal do escoamento induzido por uma onda (a componente vertical da velocidade orbital da onda é nula) e o escoamento é uniforme na direcção de propagação da onda (não existem variações na fase da onda). Como é mostrado por Dohmen-Janssen (1999) esta aproximação é aceitável para os níveis na coluna de água junto ao fundo, onde ocorre o transporte de sedimentos.

A base de dados apresentada engloba resultados experimentais correspondentes a diferentes tipos de escoamento: onda e corrente colinear (Tabela 3.1), ondas e correntes não colineares (Tabela 3.2) e correntes (Tabela 3.3).

Ondas e correntes colineares

Todos os conjuntos de experiências referidos na Tabela 3.1 foram realizados em túneis de ondas. No Anexo A (tabelas A.1, A.2 e A.3) são apresentadas com detalhe as

escoamento		regime	d_{90} (mm)	T_p (s)	u_{rms} (m/s)	r	U_0 (m/s)
Série B	asw stk+Jonswap	reg+irr					
Série C	asw stk+c	reg	0.21	5.0-12.0	0.2-1.0	0.12-0.3	0
Série E	wsin+c	reg	0.21	6.5	0.55-0.8	0.26-0.72	(-)0.4-0.4
Série H	wsin+c	reg	0.21	7.2	0.64-1.13	0	0.15-0.40
Série I	wsin+c	reg	0.13	4.0-12.0	0.35-1.0	0	0.23-0.43
Série J	wsin+c	reg	0.32	7.2	0.46-1.1	0	0.26-0.42
SY	wsin	reg	0.21	4.0-12.0	0.33-0.9	0	0.23-0.41
WI	asw (stk)+c	reg	0.2; 0.7; 1.8	3.8	0.52-0.88	0	0
DW98	Jonswap+ B-Mitsuru	irr	0.18; 0.87	3.0-6.0	0.21-0.31	0.2-0.4	(-)0.3-0.25
Série K	wsin+c; asw stk	reg	0.2	3.4-3.9	0.55-0.82	-	0-0.16
Série P	asw stk	reg	0.13; 0.32 (50%; 50%)	6.5; 7.2	0.6-1.0	0; 0.32	0-0.45
ST	wsin+c; asw stk	reg	0.21; 0.97 (70%; 30%)	6.5	0.6-0.9	0.32	0
R-AS	wsin	reg	0.97	6.5; 7.2	0.6-1.0	0; 0.32	0-0.25
CB	wsin	reg	0.2	4.0	0.14	0	-
	wsin	reg	0.21	5.0	0.25	0	-
	wsin	reg	0.27	3.6; 5.1	0.11	0	-

Tabela 3.1 – Experiências no caso de ondas e correntes colineares.

escoamento		regime	d_{90} (mm)	H_s (m)	T_p (s)	$h(m)$	U_{0h} (m/s)	$U_{0\alpha}$ (m/s)
EG	w+c	irr	0.3; 0.35	0.23-0.85	3.3 – 7.3	1 – 1.9	0.06-0.55	(-)0.03 - (-)0.35

Tabela 3.2 – Experiências no caso de ondas e correntes não colineares.

medições detalhadas no período da onda	medições integradas no período da onda	instalação	referência	n° testes
---	---	------------	------------	-----------

Série B	u	C, q_s	LOWT	Ribberink e Al-Salem (1994)	20
Série C	u	C, q_s	LOWT	Koelewijn e Ribberink (1994); Ribberink et al. (1994)	10
Série E	u, C	C, q_s	LOWT	Katopodi et al. (1994)	4
Série H	u, C	C, q_s	LOWT	Dohmen-Janssen (1999)	12
Série I	u, C	C, q_s	LOWT	Dohmen-Janssen (1999)	5
Série J	-	q_s	LOWT	Dohmen-Janssen (1999)	6
SY	-	$1/2 q_s$	OWT	Sawamoto e Yamashita (1986)	15
WI	u	q_s	OWT	Watanabe e Isobe (1990)	54
DW98	u	q_s	OWT	Dibajnia e Watanabe (1998)	28
Série K	u, C	C, q_s	LOWT	Hamm et al. (1998)	5
Série P	u, C	C, q_s	LOWT	Hassan et al. (1999)	3
	u	q_s	"	"	4
ST	u	-	OWT	Sato et al. (1984)	8
R-AS	u	C	LOWT	Ribberink e Al-Salem (1989)	1
CB	u	.	OWT	Silva et al. (1999a)	3

Tabela 3.1 – (cont.)

medições detalhadas no período da onda	medições integradas no período da onda	instalação	referência	n° testes
---	---	------------	------------	-----------

EG	u	C, q_s	Praia Egmond	Kroon (1994); Wolf (1997)	10
----	-----	----------	--------------	---------------------------	----

Tabela 3.2 – (cont.)

regime	d_{50} (mm)	U_0 (m/s)	h (m)	medições	instalação	referência	nº testes
ND	sf	0.7	0.035-0.08*	u, C, q_s	Conduta	Nnadi e Wilson (1992)	47
VOG1	dunas	0.23-0.35	1.3-2.3	u, C, q_s	Estuário Scheldt	Voogt et al. (1991)	60
VOG2	dunas	0.18-0.25	1.25-2.1	u, C, q_s	Estuário Scheldt	Voogt et al. (1991)	60

Tabela 3.3 – Experiências no caso de uma corrente permanente.

Legenda das abreviaturas utilizadas:

reg - ondas regulares

irr - ondas irregulares

wsin - onda com um perfil sinusoidal (+ e na presença de uma corrente)

asw stk - onda com um perfil assimétrico (onda de Stokes de segunda ordem) (+ e na presença de uma corrente)

sf - fundo plano (*sheet flow*);

rg - fundo irregular com rugas

dn - fundo irregular com dunas.

condições experimentais e os valores de $\langle q_s \rangle$ medidos, relativos às onze primeiras séries de experiências referidas na tabela 3.1.

As séries B, C, E, H, I, J, K, P e R-AS, foram realizadas no LOWT da *WL|Delft Hydraulics*. A secção de teste desta instalação tem 12 m de comprimento, 1.1 de altura e 0.3 m de largura. O fundo da conduta pode ser coberto com sedimento numa espessura de 0.3 m, deixando 0.8 m livres na coluna de água. Nesta instalação é possível reproduzir as características das ondas e das correntes semelhantes às encontradas na zona costeira, correspondendo a regimes da ondulação de moderados a severos. A gama de valores da amplitude da velocidade orbital sinusoidal, do período da onda e da intensidade da corrente média que podem ser reproduzidos são, de acordo com Al-Salem (1993) e Dohmen-Janssen (1999):

$$U_w : 0.4 - 2.0 \text{ m/s}$$

$$T : 4.0 - 16 \text{ s}$$

$$U_0 : 0 - 0.5 \text{ m/s}$$

Os túneis de ondas utilizados nas experiências DW98, SY, ST e WI, têm dimensões menores (tipicamente 2.0 de comprimento e 0.30 x 0.30 para a secção de corte), pelo que os períodos da onda são inferiores aos que podem ser simulados no LOWT.

As experiências CB foram realizadas no canal de ondas existente no DECivil da Universidade de Coimbra descrito em Antunes do Carmo (1995). Este dispositivo foi modificado de modo a simular um escoamento oscilatório sem superfície livre. Como se ilustra na figura 3.2, o túnel de ondas tem um comprimento total de 7.5 m, 0.30 m de largura e 0.20 m de altura. As paredes laterais do túnel são constituídas por placas de vidro e as paredes superior e inferior, bem como as paredes verticais nas extremidades A e B, são construídas em vidro acrílico com 6 mm de espessura. O conjunto descrito assenta sobre uma estrutura em aço. Uma análise mais detalhada acerca das condições experimentais consideradas nesta experiência será efectuada no capítulo 5.

O tipo de onda considerado em cada experiência é descrito nas segunda e terceira colunas da tabela 3.1: ondas regulares com um perfil sinusoidal (wsin) ou assimétrico (asw) – ondas de *Stokes* de segunda ordem) e ondas irregulares. Na quarta coluna indica-se o regime do escoamento: sf – fundo plano (*sheet flow*); rg – fundo irregular com rugas; dn – fundo irregular com dunas.

Nas experiências de DW98, os perfis de velocidade que constituem o sinal de entrada no túnel de ondas foram sintetizados a partir das medições da velocidade realizadas num canal de ondas com um declive de fundo uniforme no qual se fazem propagar ondas irregulares. Consideraram-se dois tipos de espectros que caracterizam as ondas irregulares – o espectro de *Jonswap* (*J*) e o espectro de *Bretschneider-Mitsuyasu* (*M*). As medições da velocidade foram efectuadas junto ao fundo em dois pontos localizados antes da zona de rebentação: o ponto 1 encontra-se mais perto da zona de rebentação do que o ponto 2. Deste modo, os perfis temporais da velocidade observados no ponto 1 evidenciam uma maior discrepância entre os tempos de duração e da velocidade máxima do escoamento em cada meio ciclo da oscilação. Obtiveram-se assim quatro séries temporais da velocidade, designadas por *J1*, *J2*, *M1* e *M2*. Estes perfis de velocidade foram então gerados no túnel de ondas utilizando diferentes factores de amplificação. No total foram efectuadas 28 experiências no OWT nas quais se mediu o transporte de sedimentos. Os valores de *T* e u_{rms} apresentados na Tabela 3.1, representam, neste caso, valores significativos. De acordo com Dibajnia e Watanabe (1998) no decurso de cada experiência o fundo apresentou-se como plano, excepto quando a velocidade do escoamento era relativamente pequena, observando-se a formação de rugas.

Os valores do coeficiente de assimetria para as ondas de *Stokes* compreendidos entre 0.1 e 0.4 são representativos das condições encontradas antes da zona de rebentação. Os valores de u_{rms} e *r* indicados são relativos à onda. No caso particular de uma onda de *Stokes* de segunda ordem, $U(t) = u_1 \cos(\omega t) + u_2 \cos(2\omega t)$, $u_{rms} = (u_1^2 + u_2^2) / 2$ e $r = u_2 / u_1 = 2(R-1)$, sendo *R* também um coeficiente de assimetria que é definido como $R = u_{wc} / (u_{wc} + u_{wt})$. No caso em que os valores de u_{rms} e *R* dados pelos autores (u_{rms}^* e R^*) englobam a parte da componente média do escoamento, U_0 , então os valores de u_{rms} e *r* indicados na tabela foram calculados do seguinte modo:

$$u_{rms}^2 = u_{rms}^{*2} - U_0^2 \quad (3.16)$$

$$r = (2R^* - 1) - U_0 / u_1 \quad (3.17)$$

$$u_1 = \frac{U_0(2R^* - 1) + \sqrt{U_0^2(2R^* - 1)^2 - (1 + (2R^* - 1)^2)(3U_0^2 - 2u_{rms}^{*2})}}{1 + (2R^* - 1)^2} \quad (3.18)$$

No que respeita ao tipo de granulometria considerada, as séries K e P foram realizadas com uma mistura de sedimentos com diferentes granulometrias. Neste caso indica-se na tabela 3.1 a percentagem de cada sedimento na amostra. Todas as outras experiências foram realizadas com um sedimento de granulometria simples.

Inclui-se na tabela 3.1 também informação acerca das grandezas que foram medidas directamente durante as experiências. A informação detalhada acerca da evolução temporal da componente horizontal da velocidade do escoamento e da concentração de sedimentos a diferentes níveis na coluna de água (na camada de *sheet flow* e na camada de sedimentos em suspensão) é extremamente útil na compreensão dos processos físicos que ocorrem na escala de tempo inferior ao período da onda. Estes dados serão utilizados no Capítulo 4 e 5 para a validação dos modelos não estacionários 1DV e 2DV. A taxa de transporte de sedimentos média no ciclo da oscilação, $\langle q_s \rangle$, para as experiências realizadas nos túneis de ondas, foi determinada após a simulação experimental. Para tal é necessário calcular a variação do volume de areia ao longo da secção de teste e a quantidade de sedimento que ficou retido nas armadilhas de sedimento que existem nas extremidades do túnel de ondas. A partir da aplicação da equação de balanço da massa obtêm-se os valores de $\langle q_s \rangle$.

Ondas e correntes não colineares

A tabela 3.2 refere-se às medições que foram realizadas na zona de *surf* na praia de *Egmond*, Holanda. Os dados experimentais de que se dispõe, $u(z, t)$ e $\langle C(z) \rangle$, permitem determinar apenas a componente do transporte associado à corrente, nas direcções paralela e transversal à costa. U_{0ls} e U_{0cr} representam, respectivamente, a componente da corrente média longitudinal e a corrente de *undertow*. São ainda conhecidos os valores significativos da velocidade orbital na crista e na cava da onda. Nas simulações que são efectuadas no capítulo 7, admite-se que a direcção de propagação das ondas é normal à costa e consideraram-se diferentes aproximações para descrever a ondulação (onda sinusoidal, onda de *Stokes* de segunda ordem e o espectro de *Jonswap*).

Correntes

Na tabela 3.3 apresentam-se as experiências relativas a correntes permanentes. A experiência ND foi efectuada numa conduta horizontal pressurizada com uma secção quadrada de 9.8 x 9.8 cm. Para a gama de valores da velocidade média no interior da conduta os valores do parâmetro de *Shields* variam entre 1 e 7: o fundo é em todos os casos plano. As experiências VOG1,2 foram realizadas em dois canais no estuário do *Scheldt*, onde é sentida a influência da onda de maré. Mediante a sondagem do fundo, observou-se a existência de dunas de areia com comprimentos de onda entre 10 e 30 m e alturas compreendidas entre 3 e 6 m.

Capítulo 4

Modelação do escoamento e do transporte sedimentar sobre fundos planos. Modelo CL1DV

4.1 Introdução

O modelo matemático CL1DV que é apresentado neste capítulo permite descrever o escoamento e a distribuição da concentração de sedimentos no interior da camada limite de fundo turbulenta gerada sob a acção de uma onda ou da combinação de uma onda e uma corrente colineares sobre um fundo plano, horizontal e hidraulicamente rugoso.

A figura 4.1 representa esquematicamente o problema em estudo. O fundo é composto por grãos de sedimento com uma dimensão mediana d_{50} aos quais está associada uma determinada rugosidade, que é quantificada em termos do coeficiente de rugosidade equivalente de *Nikuradse*, K_N . Supõe-se que a condição de não arrastamento é satisfeita no nível $z_0 = K_N/30$, sendo $K_N = 2.5d_{50}$. No topo da camada limite de fundo, no nível $z = \delta_h$, é imposto o sinal da velocidade do escoamento associado à propagação de uma onda na presença ou não de uma corrente média. Para uma onda regular monocromática, $U(t)$ é dado por:

$$U(\delta_h, t) = U_0 + U_w \sin(\omega t - kx) \quad (4.1)$$

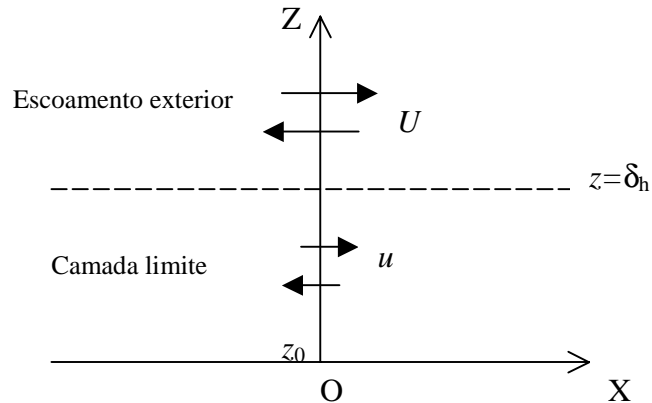


Figura 4.1 – Ilustração esquemática do problema em estudo

sendo U_0 a velocidade da corrente medida a esse nível. Nestas condições, o escoamento no interior da camada limite será periódico no tempo e na direcção de propagação da onda (OX).

Para descrever a influência do escoamento turbulento no campo médio do escoamento considerou-se um modelo de fecho da turbulência de duas equações de transporte para a energia cinética turbulenta e para a macro escala da turbulência – modelo K-L. Este modelo foi originalmente proposto por Lewellen (1977) tendo sido posteriormente aplicado ao problema da modelação da camada limite de fundo oscilatória por Villaret (1987), Chapalin (1988) e Huynh Thanh e Temperville (1990).

A versão do modelo CL1DV que foi considerada como base para este trabalho foi a desenvolvida por Huynh Thanh e Temperville (1990). Estes autores validaram os resultados numéricos do modelo no que respeita ao campo das velocidades e das tensões tangenciais exercidas no fundo, mediante a comparação com resultados experimentais relativos a diferentes condições do escoamento. No presente trabalho, as aplicações do modelo incidem sobretudo na descrição da distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos e do transporte sedimentar resultante. Nesse âmbito, foi implementado no modelo a influência da estratificação da coluna de água associada aos gradientes verticais da concentração de sedimentos no campo do escoamento. O modelo obtido é formalmente análogo ao apresentado por Huynh Thanh et al. (1994) e Tran Thu (1995).

A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais permite identificar algumas limitações do modelo, nomeadamente as que resultam de uma deficiente representação dos valores médios e instantâneos da distribuição da concentração de sedimentos na vertical. Neste contexto, são propostas modificações de alguns dos processos descritos no modelo com vista a melhorar as soluções numéricas.

4.2 Formulação do modelo CL1DV

4.2.1 Equações do modelo

Considere-se um referencial ortonormado OXYZ no qual os eixos OX e OY são horizontais e OZ é vertical. As equações de conservação do movimento médio de um escoamento turbulento (equações de *Reynolds*) escrevem-se como:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial v}{\partial y} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (4.2)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + \frac{\partial(uu)}{\partial x} + \frac{\partial(uv)}{\partial y} + \frac{\partial(uw)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{u'^2})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{u'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (4.3)$$

$$\frac{\partial v}{\partial t} + \frac{\partial(vu)}{\partial x} + \frac{\partial(vv)}{\partial y} + \frac{\partial(vw)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{v'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{v'^2})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{v'w'})}{\partial z} \quad (4.4)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + \frac{\partial(wu)}{\partial x} + \frac{\partial(wv)}{\partial y} + \frac{\partial(ww)}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} - \frac{\partial(\overline{w'u'})}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{w'v'})}{\partial y} - \frac{\partial(\overline{w'^2})}{\partial z} \quad (4.5)$$

Nestas equações, u , v e w representam as componentes médias do campo da velocidade e ρ_0 e ρ representam, respectivamente, a massa volúmica de referência e da mistura, sendo $\rho = \rho_0 + (\rho_s - \rho_0) C$. Os termos $\overline{u'v'}$, $\overline{u'^2}$, $\overline{u'w'}$, $\overline{v'^2}$, $\overline{v'w'}$, $\overline{w'^2}$ são as correlações de segunda ordem das flutuações turbulentas da velocidade que representam as interacções entre o escoamento médio e o escoamento turbulento. Considerou-se que as tensões viscosas moleculares são desprezáveis face às tensões de *Reynolds* ($\rho \overline{u'_i u'_j}$).

O conjunto de equações anterior é deduzido a partir das equações gerais do movimento de um fluido incompressível e newtoniano (equações de *Navier-Stokes*) mediante uma filtragem no tempo. Este procedimento consiste em decompor as variáveis instantâneas dependentes, genericamente representadas por ϕ , num termo correspondente a uma média no tempo, $\bar{\phi}$, e num termo correspondente a uma flutuação turbulenta, ϕ' , seguindo-se a obtenção do valor médio no tempo de cada equação¹. No presente contexto, o operador média refere-se a um tempo de integração que é muito superior ao das flutuações turbulentas, mas inferior à escala de tempo característica do escoamento oscilatório.

Para estabelecer as equações do movimento médio adequadas para descrever o escoamento no interior da camada limite unidimensional admitem-se as seguintes hipóteses:

- o escoamento oscilatório no interior da camada limite processa-se na direcção do eixo OX do referencial considerado (ver figura 4.1);
- o escoamento no interior da camada limite é uniforme na direcção horizontal. Para que esta condição seja satisfeita é necessário que: i) o escoamento exterior seja uniforme segundo OX, o que acontece no caso das experiências laboratoriais realizadas em túneis de ondas. Na realidade, a variação espacial do escoamento entre a crista e a cava de uma onda gera uma aceleração cuja importância relativa nas equações é proporcional ao factor $2\pi a_w / \lambda$, sendo λ o comprimento de onda (Nielsen, 1992); ii) as perturbações no escoamento associadas aos elementos individuais de rugosidade estão limitadas a uma pequena camada junto ao fundo cuja espessura é consideravelmente menor que δ_h (esta condição é satisfeita desde que $\delta_h / K_N \gg 1$).

De acordo com estas hipóteses, as componentes vertical e segundo OY da velocidade média são nulas e as variações da velocidade média e das flutuações turbulentas da velocidade na horizontal são desprezáveis face às variações na vertical. As equações de *Reynolds* escrevem-se:

¹ Por comodidade de escrita omitiram-se as barras sobre as grandezas médias nas equações (4.2) – (4.5).

$$\frac{\partial u}{\partial t} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (4.6)$$

$$0 = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} - g \frac{\rho - \rho_0}{\rho_0} - \frac{\partial(\overline{w'^2})}{\partial z} \quad (4.7)$$

Como se disse anteriormente, os termos das tensões de *Reynolds* representam a interacção entre o escoamento turbulento e o escoamento médio. Em particular, a correlação de segunda ordem $\rho_0 \overline{u'w'}$ representa o transporte do momento linear horizontal pela flutuação turbulenta da velocidade, w' .

Através da integração da equação do movimento (4.7) na vertical, entre z_0 e δ_h , e admitindo que $\overline{w'^2}$ em $z = \delta_h$ é nulo, obtém-se:

$$-\frac{1}{\rho_0} p = -\frac{1}{\rho_0} P - \overline{w'^2} + f(z) \quad (4.8)$$

sendo P o campo da pressão exterior à camada limite. A partir da equação (4.8) verifica-se que o gradiente horizontal da pressão no interior da camada limite é igual ao gradiente da pressão exterior. Dado que o escoamento no exterior da camada limite é potencial, da equação (4.6) obtém-se que:

$$-\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial P}{\partial x} = \frac{\partial U}{\partial t} \quad (4.9)$$

onde U representa a velocidade do escoamento oscilatório, equação (4.1). Deste modo, a equação do movimento horizontal escreve-se de acordo com as hipóteses feitas como:

$$\frac{\partial u}{\partial t} = \frac{\partial U}{\partial t} - \frac{\partial(\overline{u'w'})}{\partial z} \quad (4.10)$$

A equação de conservação da concentração dos sedimentos escreve-se, nesta conformidade, como:

$$\frac{\partial C}{\partial t} = \frac{\partial(w_c C)}{\partial z} - \frac{\partial(\overline{C'w'})}{\partial z} \quad (4.11)$$

onde, de um modo análogo à equação (4.6), $\overline{C'w'}$ representa o fluxo da concentração de sedimentos associado à flutuação turbulenta da velocidade, w' . Assume-se, em primeira aproximação, que as partículas do sedimento têm a mesma velocidade de queda, w_c .

Para resolver o sistema de equações (4.10) e (4.11) é necessário exprimir as correlações turbulentas em função das variáveis do escoamento médio. Um dos modelos geralmente aceites que permite fechar o sistema de equações médias, consiste em exprimir as tensões de *Reynolds* em termos de uma formulação macroscópica, fazendo intervir os gradientes das componentes do campo da velocidade média. Neste contexto, foi desenvolvido originalmente por Lewellen (1977) um modelo de fecho da turbulência, que determina as correlações de segunda ordem em função dos gradientes das quantidades médias, da energia cinética turbulenta, K , e de uma escala espacial característica dos grandes vórtices, L (macro escala). As hipóteses de base do modelo consistem em admitir que a turbulência está num estado de equilíbrio local, em que não existe difusão e evolução temporal das correlações de segunda ordem. Esta hipótese é válida quando a escala de tempo característica do escoamento turbulento, L/q , onde q representa uma velocidade característica da turbulência ($q = \sqrt{2K}$), é pequena face à escala de tempo do escoamento médio e quando as variações espaciais das quantidades turbulentas forem pequenas relativamente a L .

Nestas condições, deduz-se a partir das equações para as correlações de segunda ordem que (Lewellen, 1977; Tran Thu, 1995):

$$-\overline{u'w'} = \nu_t \frac{\partial u}{\partial z} \quad (4.12)$$

$$-\overline{C'w'} = \gamma_t \frac{\partial C}{\partial z} \quad (4.13)$$

onde ν_t e γ_t representam, respectivamente, os coeficientes de viscosidade e de difusividade turbulenta, dados por:

$$\nu_t = \frac{\sqrt{2K} L}{4} \frac{1 + (I/A + 2/(c_I c_7))\Omega}{(1 - 2(I - I/(c_I c_7))\Omega)(1 - \Omega)} \quad (4.14)$$

$$\gamma_t = \frac{1}{A} \nu_t \frac{(1 - \Omega)}{1 + (I/A + 2/(c_I c_7))\Omega} \quad (4.15)$$

Ω representa o parâmetro de estratificação definido como:

$$\Omega = \frac{1}{A} \frac{g}{\rho_0} \frac{L^2}{2K} \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4.16)$$

De modo a descrever no modelo os efeitos de evolução temporal e de difusão da turbulência que foram desprezados (e que são importantes em escoamentos oscilatórios), retém-se nas equações de balanço da energia cinética e da macro escala estes processos (hipótese de quase-equilíbrio). Deste modo, as equações de balanço para K e L escrevem-se, para o caso do escoamento unidimensional na camada limite como (Tran Thu, 1995):

$$\frac{\partial K}{\partial t} = v_t \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 + c_1 \frac{\sqrt{2K}}{L} K + c_2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{2K} L \frac{\partial K}{\partial z} \right) + \frac{g}{\rho_0} \gamma_t \frac{\partial \rho}{\partial z} \quad (4.17)$$

$$\begin{aligned} \frac{\partial L}{\partial t} = & c_3 \frac{v_t}{2K} \left(\frac{\partial u}{\partial z} \right)^2 L + c_4 \sqrt{2K} + c_2 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{2K} L \frac{\partial L}{\partial z} \right) + \\ & \frac{c_5}{\sqrt{2K}} \left[\frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{2K} L \right) \right]^2 + c_6 \frac{L}{2K} \frac{g}{\rho_0} \gamma_t \frac{\partial \rho}{\partial z} \end{aligned} \quad (4.18)$$

Os valores das constantes que multiplicam os termos das equações (4.14) a (4.18) foram determinados empiricamente, isolando o efeito de um ou mais termos das equações durante o processo de calibração (Lewellen, 1977): $c_1 = -0.25$; $c_2 = 0.3$; $c_3 = -0.35$; $c_4 = 0.075$; $c_5 = -0.375$; $c_6 = 0.8$; $c_7 = 0.45$; $A = 0.75$.

É de salientar que a presença de estratificação na coluna de água é representada no modelo através do parâmetro de estratificação, Ω , e dos termos de impulsão nas equações de K e L . A análise das equações (4.17) e (4.18) mostra que no caso de estratificação estável, $\partial \rho / \partial z < 0$, estes termos atenuam as quantidades turbulentas.

A resolução do sistema de equações (4.10), (4.11), (4.17) e (4.18) permite determinar as distribuições verticais e a evolução temporal da velocidade média, da energia cinética turbulenta, da macro escala e da concentração de sedimentos no interior da camada limite. A taxa de transporte sedimentar no interior da camada limite é determinada

mediante a integração na vertical do fluxo de sedimentos a cada nível, desde o nível de referência z_a até ao topo da camada limite (ver equação (2.9)).

4.2.2 Condições de fronteira

Para resolver as equações do modelo de camada limite turbulenta é necessário especificar condições nas fronteiras do domínio considerado, isto é, na base, $z = z_0$, e no topo da camada limite, $z = \delta_h$.

O escoamento na camada limite de fundo é induzido mediante a imposição de uma velocidade horizontal associada à propagação de uma onda ou de uma onda mais uma corrente no nível $z = \delta_h$. Na base da camada limite de fundo, $z = z_0$, é imposta a condição de não escorregamento. Estas duas condições constituem as condições de fronteira da equação do movimento horizontal, equação (4.10). Considera-se que o coeficiente de rugosidade permanece constante ao longo do ciclo da onda: as variações verticais do fundo e os efeitos associados a uma elevada concentração de sedimentos na camada de *sheet flow* não são considerados.

Para as equações de balanço da energia cinética e da macro escala turbulenta consideram-se as seguintes condições:

- i) na base da camada limite ($z = z_0$): $\partial K / \partial z = 0$ e $L = \alpha z_0$, onde α é uma constante empírica ($\alpha \approx 0.67$). Estas equações são deduzidas a partir do perfil logarítmico da velocidade;
- ii) no topo da camada limite ($z = \delta_h$): no caso de uma onda $K = L = 0$; para o caso de uma onda mais corrente, $\partial K / \partial z = 0$ e $L = \alpha \delta_h$.

A espessura da camada limite de fundo, δ_h , depende do tipo de escoamento potencial considerado. No caso de um escoamento permanente, a altura da camada limite pode estender-se a toda a coluna de água. No caso de uma onda, δ_h tem um valor inferior. De acordo com Hyunh Thanh e Temperville (1990), se definirmos o topo da camada limite como o nível em que a energia cinética turbulenta é praticamente nula, o valor de δ_h para o caso de uma onda é dado por:

$$\delta_h \approx 0.246 K_N \left(\frac{a_w}{K_N} \right)^{0.81} \quad (4.19)$$

A condição de fronteira na base da camada limite para a concentração de sedimentos, C_a , é imposta no nível de referência, $z_a = 2d_{50}$. Os valores de C_a ao longo do ciclo da onda são calculados de acordo com a formulação de Engelund e Fredsøe (1976) em função do parâmetro de *Shields* de pele, como se ilustra na figura 4.2.

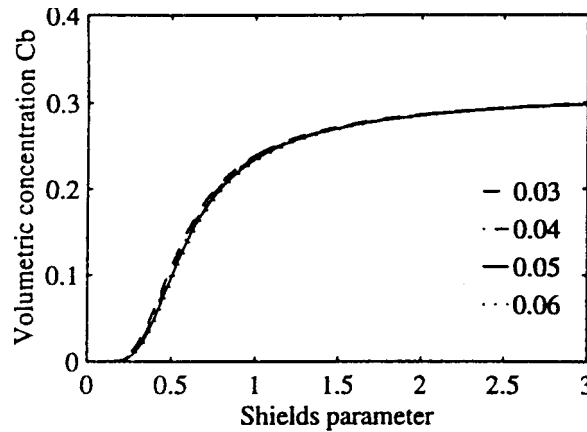


Figura 4.2 – Variação da concentração de referência, C_a , em função do parâmetro de *Shields* de pele para diferentes valores de θ_{cr} (reprodução de Tran Thu, 1995).

A formulação de Engelund e Fredsøe foi estabelecida para um escoamento em regime permanente. Para adaptar esta formulação a um escoamento oscilatório, considera-se que nos instantes do ciclo da onda em que o valor da tensão tangencial que é exercida no fundo, τ_b , é pequeno, C_a deve depender da concentração dos sedimentos que se encontram nos níveis superiores e que se depositam. Nestas circunstâncias, o valor de C_a é calculado a partir da condição de *Neumann*: $\partial C / \partial z = 0$. A utilização desta condição de fronteira é adequada do ponto de vista físico e impede a formação de instabilidades numéricas associadas a uma estratificação instável. Em cada instante de cálculo o valor de C_a corresponde ao valor máximo calculado pelas duas condições.

No topo da camada limite de fundo, a concentração de sedimentos é nula no caso de uma onda, e no caso de uma onda e corrente $C(\delta_h)$ é determinada a partir da condição de fluxo nulo:

$$w_c C + \gamma_t \frac{\partial C}{\partial z} = 0 \quad (z = \delta_h) \quad (4.20)$$

4.2.3 Resolução numérica das equações do modelo

As equações do modelo de camada limite de fundo turbulenta, equações (4.10), (4.11), (4.17) e (4.18), são discretizadas de acordo com o método dos volumes de controle finitos proposto por Patankar (1980). As equações de diferenças finitas obtidas são resolvidas numericamente numa malha exponencialmente crescente de modo a descrever correctamente os gradientes verticais da velocidade horizontal junto ao fundo.

A malha do modelo é construída de acordo com a seguinte equação, $z_j = z_{j-1} + s r^j$, onde s e r são duas constantes que determinam, respectivamente, o espaçamento entre os nós da malha e a progressão geométrica dos níveis. Estes valores foram escolhidos de modo a reproduzir-se correctamente as condições de fronteira impostas nas equações do modelo ($r = 1.055$ e $s = 0.0001$ cm).

O valor do passo temporal, Δt , foi determinado a partir de um teste de convergência da solução numérica. Para as simulações que são apresentadas seguidamente considera-se que $\Delta t = T/144$, onde T representa o período da onda. O tempo de simulação considerado para cada condição experimental é igual a 100 períodos de onda, o que assegura a convergência da solução numérica.

4.3 Aplicações

Nesta secção são comparados os resultados do modelo numérico de camada limite de fundo apresentado com um conjunto de resultados experimentais obtidos no túnel de ondas da WL|Delft Hydraulics (LOWT). Consideram-se para este estudo as seguintes séries experimentais: série C (Ribberink e Al-Salem, 1992), série B (Ribberink e Al-Salem, 1994), Série E (Katopodi et al. , 1994) e as séries I, J e H (Dohmen-Janssen, 1999). Na tabela 3.1 do capítulo 3, apresentam-se as condições experimentais consideradas. Todas os casos experimentais analisados, referem-se a condições para as quais o fundo se apresenta localmente como plano e horizontal.

A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais é efectuada inicialmente em termos da distribuição da concentração de sedimentos. Efectua-se uma análise detalhada da evolução da concentração de sedimentos a diferentes níveis da camada limite ao longo do ciclo do movimento oscilatório para as seguintes condições experimentais: “condição 3” (série C), E1, E2, E4, H6 e I1. Posteriormente, é efectuada uma análise dos resultados relativos ao transporte sedimentar, tendo em conta todas as séries experimentais referidas.

4.3.1 “Condição 3” de Ribberink e Al-Salem

Neste estudo simula-se o escoamento e a distribuição da concentração de sedimentos no interior da camada limite de fundo gerada por uma onda sinusoidal com período de 7.2 s e com velocidade máxima orbital de 170 cm/s correspondente à “condição 3” de Ribberink e Al-Salem (1992). O diâmetro mediano do grão de sedimento considerado na experiência é de 0.21 mm. A velocidade de queda considerada é $w_c = 2.6$ cm/s e o valor do factor n na equação (2.8), relativa ao efeito de entravamento, é igual a 3.8. O limite superior do domínio computacional considerado nas simulações é de 15 cm. Os valores máximos da velocidade do escoamento potencial ocorrem nos instantes $t = T/4$ e $t = 3T/4$.

A figura 4.3 compara os resultados numéricos com os resultados experimentais na forma da distribuição vertical da concentração média de sedimentos no ciclo da onda e das séries temporais de C a diferentes níveis: 0.1, 1.6, 2.1 e 3.1 cm. Os valores da concentração de sedimentos em suspensão ($z > 0.5$ cm) foram medidos com um "*optical concentration meter*" (OPCON) e na camada de fundo (*sheet flow*) a concentração foi medida com um "*conductivity concentration meter*" (CCM).

A análise dos resultados mostra que:

- o modelo simula correctamente a distribuição de $\langle C \rangle$ acima de 0.5 cm;
- no nível $z = 0.1$ cm, os valores experimentais da concentração de sedimentos apresentam dois máximos correspondentes aos instantes em que a velocidade do escoamento potencial é máxima. O modelo reproduz os instantes em que esses valores ocorrem, assim como os

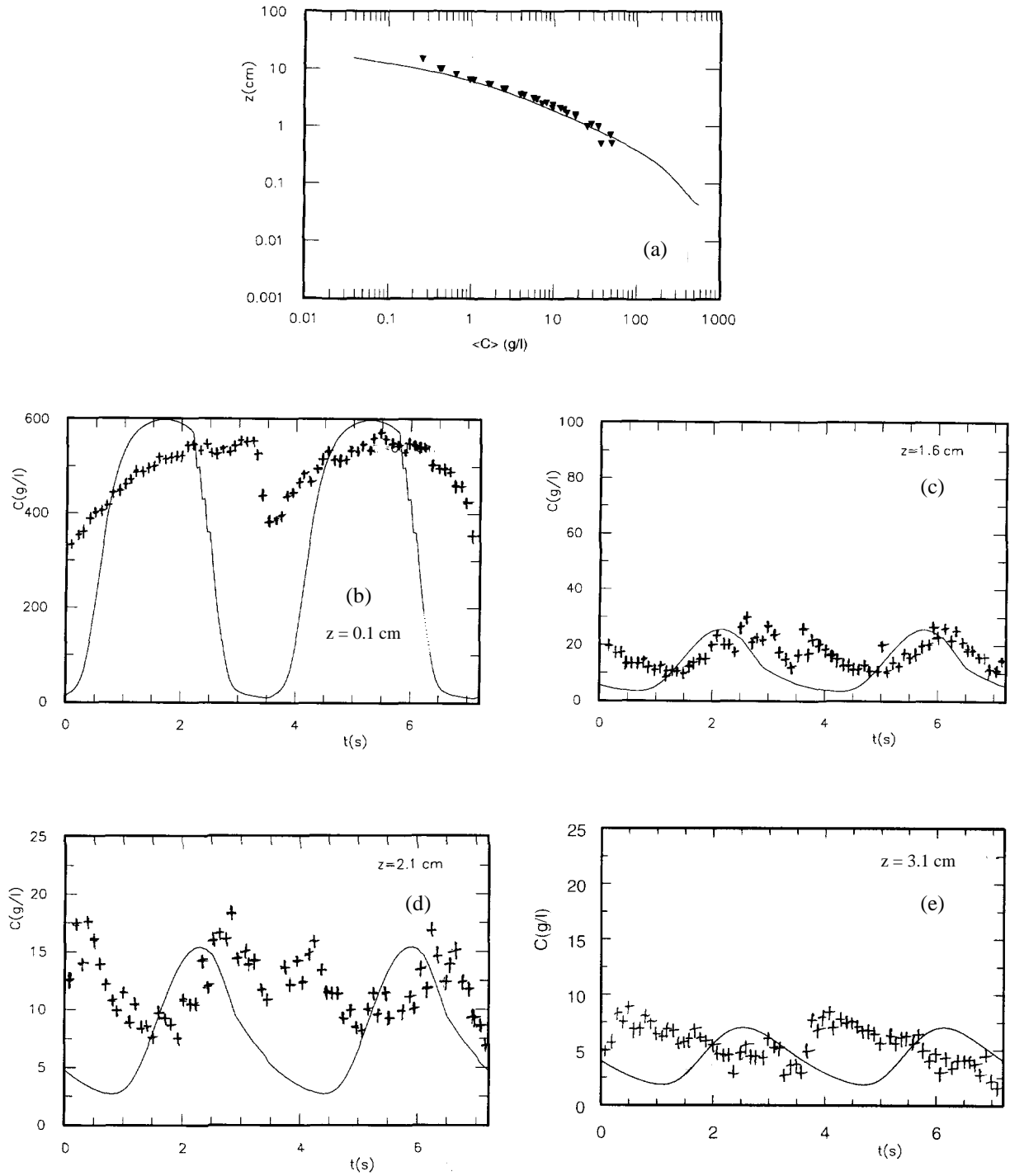


Figura 4.3 – Distribuição vertical de $\langle C \rangle$ (a) e variação temporal da concentração a diferentes níveis (b, c, d, e): as linhas a contínuo representam a solução numérica e os símbolos os valores experimentais relativos à “condição 3” de Ribberink e Al-Salem.

valores máximos da concentração. No entanto, será de esperar que o valor calculado da concentração média de sedimentos no ciclo da onda seja inferior ao valor observado;

- os valores máximos da concentração de sedimentos ocorrem cada vez mais tarde à medida que o nível aumenta. Os instantes em que ocorrem os valores máximos da concentração calculados pelo modelo antecedem os experimentais. O desfasamento entre a curva de evolução de C calculada e a observada é evidente para o nível $z = 1.6$ cm e aumenta com o nível, como se ilustra na figura 4.4.
- os resultados experimentais evidenciam a presença de picos secundários da concentração de sedimentos nos instantes de inversão do escoamento potencial. Nos níveis junto ao fundo ($z = 0.1$ cm) a amplitude destes picos secundários é relativamente pequena face à amplitude dos picos principais. Contudo, nos níveis $z = 1.6$ e 2.1 cm, observa-se que a amplitude dos picos secundários é da ordem de grandeza dos picos principais, e para o nível 3.1 cm os resultados experimentais sugerem que os picos secundários dominam a curva de evolução da concentração de sedimentos (eventualmente poderá ocorrer uma fusão entre os picos secundários e os picos principais).

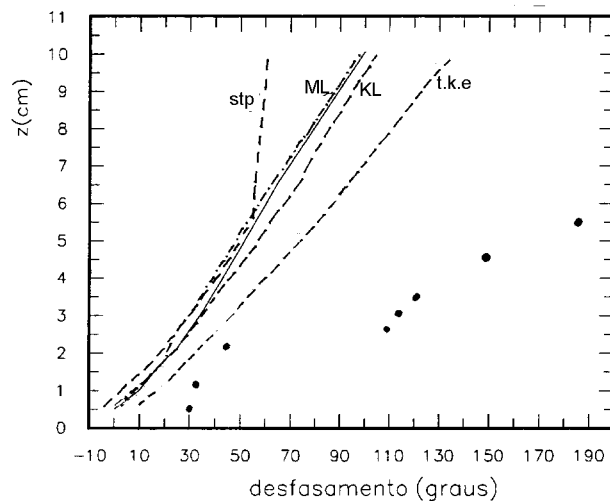


Figura 4.4 - Diferença de fase entre a concentração e a velocidade do escoamento potencial: comparação entre os resultados numéricos de diferentes modelos (ver tabela 4.1) com os dados experimentais (●). A solução do presente modelo corresponde à linha a contínuo.

As características gerais da solução numérica obtida são igualmente observadas com outros modelos da camada limite de fundo, como se ilustra na figura 4.4 e 4.5. Os

modelos considerados nesta análise comparativa são apresentados sumariamente na tabela 4.1 e diferem entre si sobretudo ao nível do modelo de fecho de turbulência utilizado e na existência ou não de acoplamento entre o campo da velocidade e da concentração de sedimentos através de um parâmetro de estratificação.

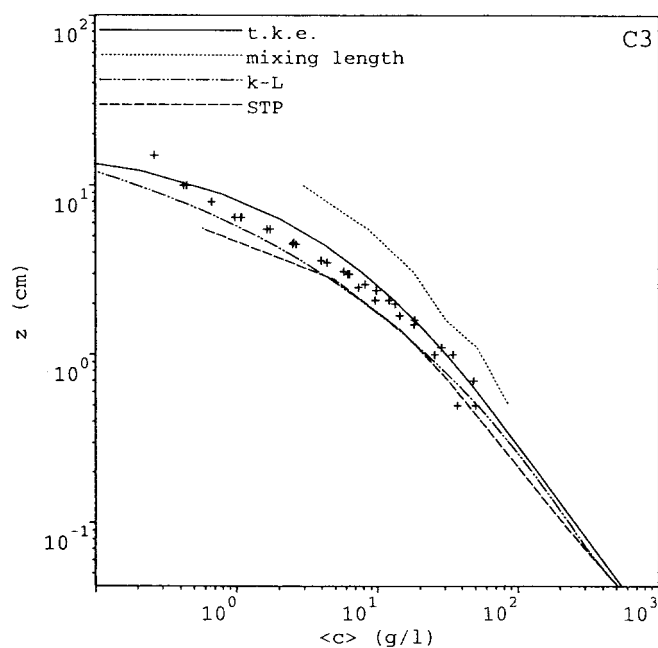


Figura 4.5 – Comparação entre a distribuição média da concentração de sedimentos calculada por diferentes modelos (ver tabela 4.1) e os resultados experimentais relativos à “condição 3” de Ribberink e Al-Salem (reprodução de Davies et al. 1997).

Tabela 4.1 - Características de diferentes modelos da camada limite de fundo

Modelo	Fecho da turbulência	Estratificação	Referência
t.k.e	uma equação (K)	sim	Li e Davies (1996)
Mixing length	comprimento de mistura	não	Ribberink e Al-Salem (1995)
K-L	duas equações (K-L)	sim	Huynh Thanh et al. (1994)
STP	viscosidade turbulenta	não	Fredsøe et al. (1985)

4.3.2 Série E de Katopodi et al.

Na série de experiências E realizadas por Katopodi et al. (1994) foram efectuadas medições da velocidade horizontal, da concentração de sedimentos e do transporte de sedimentos no interior da camada limite de fundo gerada pela sobreposição de uma onda sinusoidal e de uma corrente estacionária colineares. As medições da concentração de sedimentos e da velocidade do escoamento na camada de sedimentos em suspensão foram efectuadas, respectivamente, com o OPCON, com o “*transverse suction system*” (TSS) e com um correntómetro laser (LDFM). Nos níveis inferiores foi utilizado o CCM e um correntómetro electromagnético (EMF). Observou-se uma discordância entre os valores das velocidades medidos com o LDFM e o EMF sobretudo nos testes em que a onda é dominante (caso E1). Dado que não foi dada uma justificação para tal facto, na bibliografia tem-se somente tido em conta os resultados do LDFM.

As condições experimentais consideradas nas quatro experiências desta série (E1 a E4) foram concebidas de modo a que a amplitude da velocidade orbital da onda decresce de E1 para E4, enquanto que a velocidade da corrente aumenta. O diâmetro mediano do grão de sedimento considerado nas simulações é de 0.2 mm. A velocidade de queda w_c é igual a 2.5 cm/s e o valor do factor $n = 3.8$. O limite superior do domínio computacional considerado nas simulações é de 20.2 cm, que corresponde ao nível mais elevado onde foram efectuadas medições da velocidade horizontal. A este nível o escoamento é influenciado pela camada limite que se estabelece nas paredes laterais do túnel de ondas. Ramadan (Koelewijn e Ribberink, 1994) analisou os perfis da velocidade na direcção horizontal, perpendicular ao escoamento no túnel de ondas, e concluiu que a componente oscilatória da velocidade é praticamente constante nessa direcção, mas que a velocidade média varia consideravelmente. Dado que o modelo só descreve a camada de limite de fundo, considerou-se nas simulações efectuadas que o valor da velocidade da corrente especificado a 20.2 cm é o que melhor reproduz o perfil vertical da velocidade média horizontal observada.

A figura 4.6 compara os resultados do modelo com os resultados experimentais para a condição E1 na forma do perfil vertical da velocidade média, da concentração de sedimentos média ao longo do ciclo da onda e da evolução temporal da concentração a diferentes níveis ($z = 0.56, 1.46, 2.35$ e 3.65 cm).

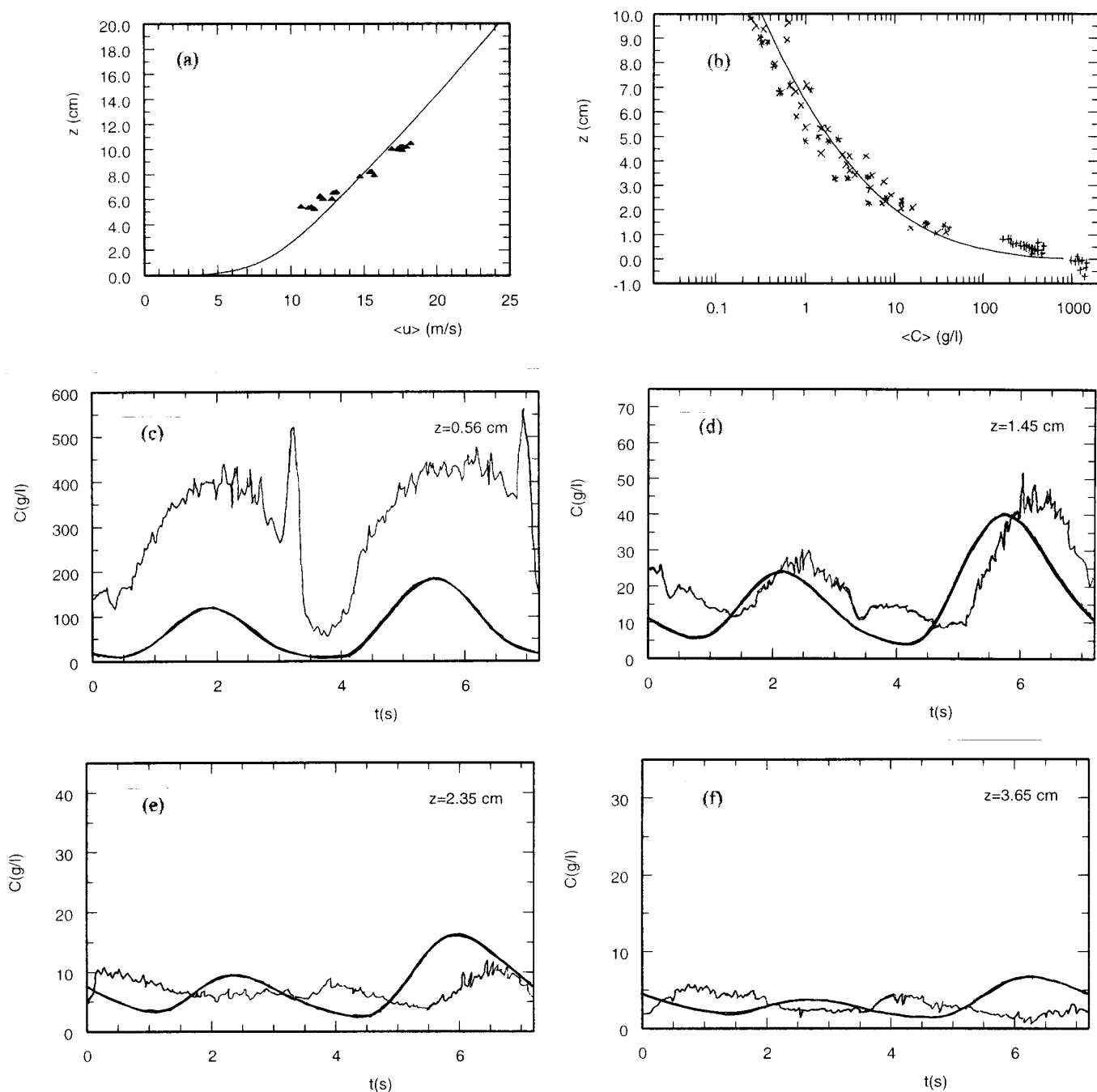


Figura 4.6 – Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b) (as linhas correspondem aos resultados numéricos e os símbolos os resultados experimentais) e variação temporal da concentração de sedimentos para $z = 0.56$ (c), 1.45 (d), 2.53 (e) e 3.65 (f) cm (as linhas a contínuo mais grossas representam a solução numérica e as mais finas os resultados experimentais): condição E1 de Katopodi et al. (1994).

A análise dos resultados obtidos mostra que o modelo reproduz os valores experimentais da concentração média acima de 1.0 cm (camada de sedimentos em suspensão) mas subestima as concentrações abaixo desse nível. Este resultado, já evidenciado no caso da “condição 3”, ilustra a limitação do modelo em reproduzir a distribuição vertical de sedimentos na zona inferior da camada limite (*sheet flow*) onde a concentração de sedimentos é elevada. No que respeita às séries temporais da concentração de sedimentos a diferentes níveis verifica-se que os resultados numéricos reproduzem a desigualdade entre os valores máximos da concentração de sedimentos entre o primeiro e o segundo meio ciclo da oscilação, que estão associados à assimetria dos valores máximos da velocidade do escoamento, que ocorrem para $t = T/4$ e $t = 3T/4$. Contudo, o modelo não reproduz correctamente a fase da concentração de sedimentos em suspensão ($z \geq 1.45$ cm) e os picos de concentração gerados perto do fundo nos instantes de inversão do escoamento potencial que se propagam para os níveis superiores.

As figuras 4.7 e 4.8 comparam os resultados numéricos do presente modelo com os resultados experimentais para as condições E2 e E4. As conclusões a retirar da análise destas figuras são análogas às referidas anteriormente. No entanto, é de salientar, que os resultados experimentais na condição E4 não indicam a presença de picos secundários da concentração de sedimentos e que os valores médios da concentração de sedimentos calculados nos níveis inferiores da camada limite para as condições E2 e E4 não apresentam uma grande disparidade relativamente aos valores experimentais, tal como foi observado na condição E1.

É de referir que as soluções numéricas obtidas com os modelos referidos na tabela 4.1, e que são apresentadas em Davies et al. (1997), apresentam características muito semelhantes às soluções representadas nas figuras 4.6 – 4.8.

4.3.3 Série I e H de Dohmen-Janssen

As experiências realizadas por Dohmen-Janssen (1999) são em tudo análogas às efectuadas anteriormente por Katopodi et al. (1994), mas consideram diferentes valores do diâmetro mediano do sedimento (série H: $d_{50} = 0.13$ mm e série I: 0.32 mm). Com este conjunto de resultados experimentais pretendia-se determinar a influência do diâmetro do

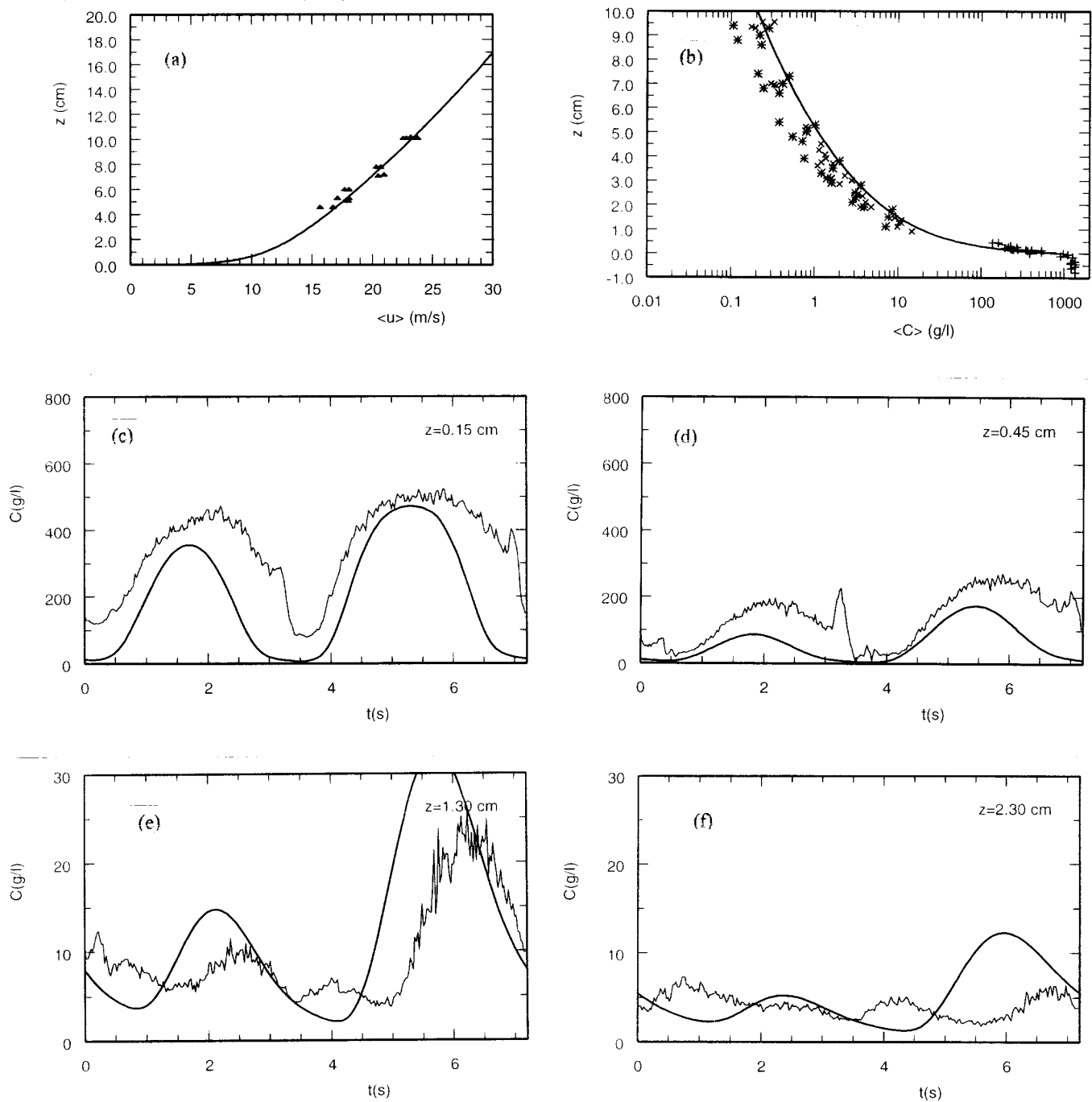


Figura 4.7 – Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b) (as linhas correspondem aos resultados numéricos e os símbolos os resultados experimentais) e variação temporal da concentração de sedimentos para $z = 0.15$ (c), 0.45 (d), 1.3 (e) e 2.3 (f) cm (as linhas a contínuo mais grossas representam a solução numérica e as mais finas os resultados experimentais): condição E2 de Katopodi et al. (1994).

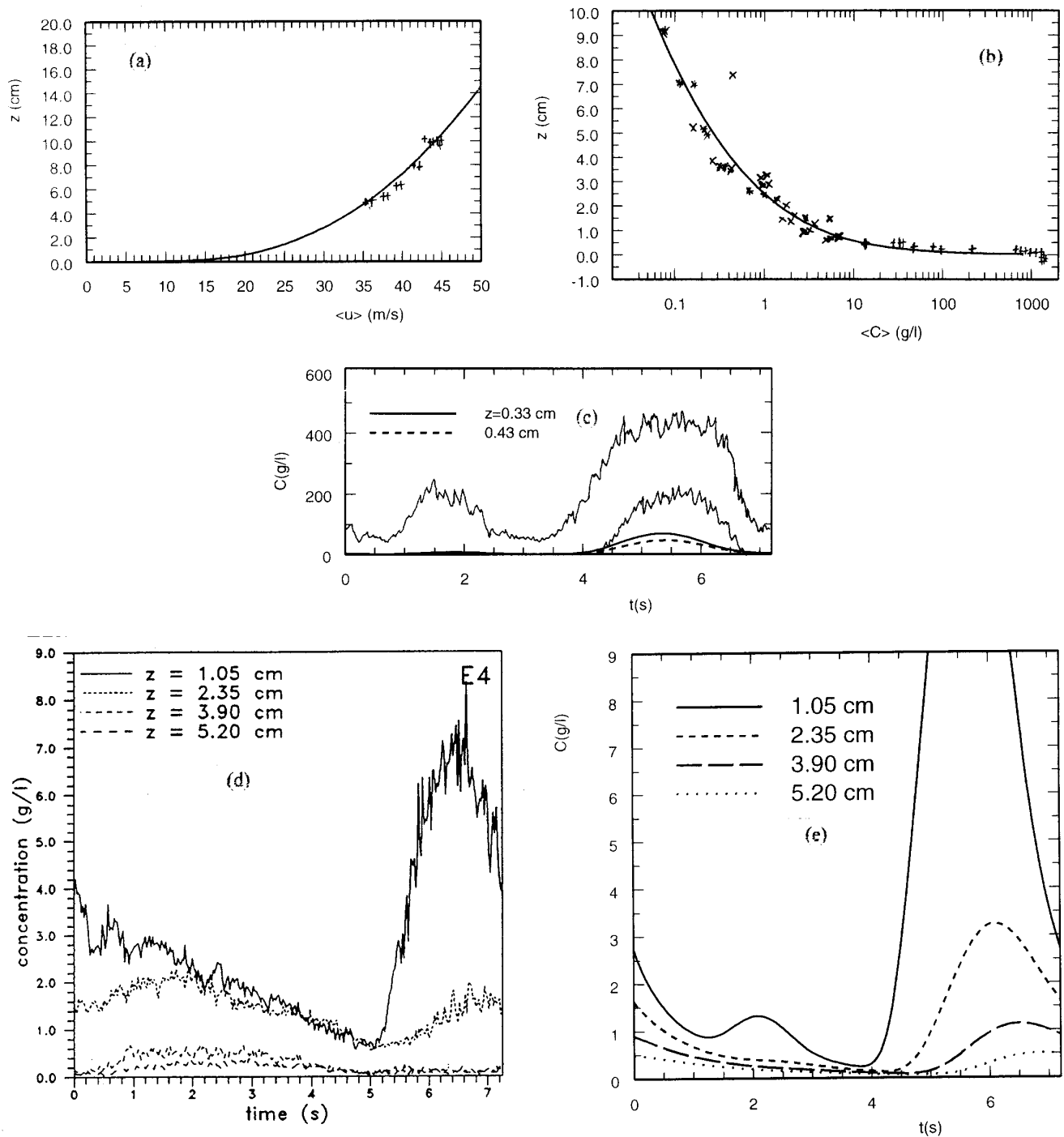


Figura 4.8 – Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b) (as linhas representam a solução numérica e os símbolos os resultados experimentais) e variação temporal da concentração de sedimentos para $z = 0.33, 0.43$ (c) (as linhas a contínuo mais grossas representam a solução numérica e as mais finas os resultados experimentais) e $z = 1.05, 2.35, 3.9$ e 5.2 cm (d-valores experimentais; e- valores calculados): condição E4 de Katopodi et al. (1994).

grão e da eventual ocorrência de efeitos não estacionários no transporte de sedimentos.

Nesta secção são apresentados os resultados numéricos obtidos para as condições H6, H9, H412 e I1. Em qualquer das simulações efectuadas o limite superior do domínio computacional foi fixado em 20 cm e os valores da velocidade da corrente impostos a este nível foram determinados de modo a assegurar o perfil da velocidade média observada. Para o conjunto de condições da série H a velocidade de queda dos sedimentos considerada é igual a 1.14 cm/s e o valor do factor n relativo à correcção do entravamento é 4.25. Para a série I, $w_c = 4.29$ cm/s e $n = 3.4$.

As figuras 4.9 e 4.10, relativas às condições H6 e I1, respectivamente, comparam os resultados numéricos com os resultados experimentais na forma do perfil vertical da velocidade média no ciclo da oscilação, do perfil vertical da concentração média e das séries temporais da concentração a diferentes níveis no interior da camada limite. As figuras 4.11 e 4.12, relativas às condições H9 e H412, respectivamente, representam somente os perfis verticais de $\langle u \rangle$ e $\langle C \rangle$.

Relativamente aos valores médios da concentração de sedimentos nos níveis mais próximos do fundo (inferiores a 1 ou 2 cm), observa-se que os resultados numéricos são inferiores aos valores experimentais. As discrepâncias são mais evidentes para as condições H6 e H412. Nos níveis superiores onde o sedimento se encontra em suspensão, observa-se para todos os casos testados que os valores de $\langle C \rangle$ são também inferiores aos valores experimentais. Esta diferença indica que, para estas condições experimentais, a especificação do valor do diâmetro mediano para os sedimentos que se encontram em suspensão conduz a uma subavaliação dos valores de $\langle C \rangle$, contrariamente ao que se tinha verificado para a série de experiências E. A análise das séries temporais da concentração de sedimentos nos diferentes níveis representados para as condições H6 e I1 mostra que o comportamento do modelo é análogo ao observado anteriormente para a série E. É de salientar, que para a condição H6 relativa ao sedimento mais fino, os picos secundários dominam a curva de evolução da concentração de sedimentos a todos os níveis, enquanto que para a condição I1, eles são inexistentes.

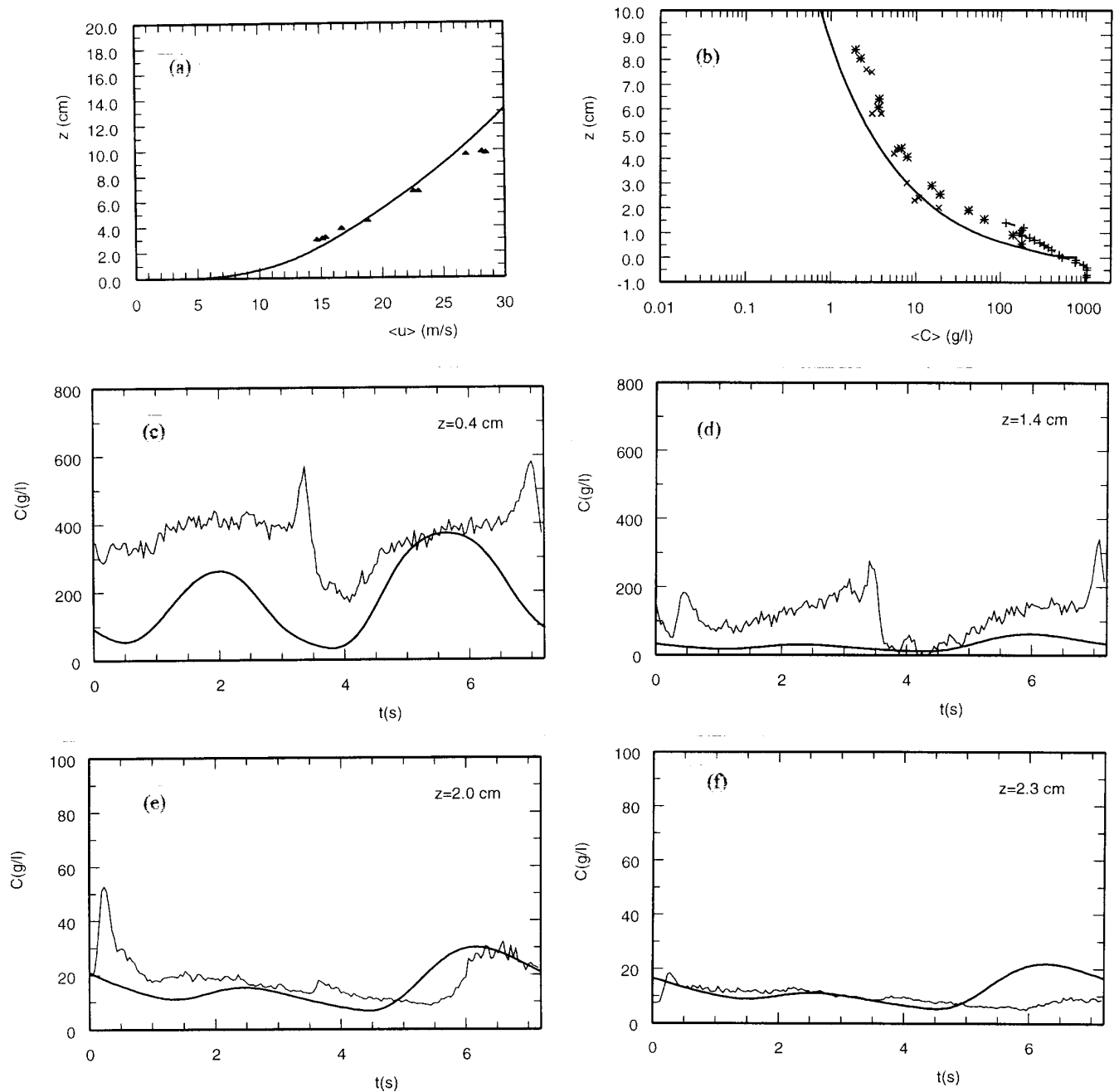


Figura 4.9 – Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b) (as linhas a contínuo representam a solução numérica e os símbolos os resultados experimentais) e variação temporal da concentração de sedimentos para $z = 0.4$ (c), 1.4 (d), 2.0 (e), 2.3 (f) e 4.2 (g) cm (as linhas a contínuo mais grossas representam a solução numérica e as mais finas os resultados experimentais): condição H6 de Dohmen-Janssen (1999).

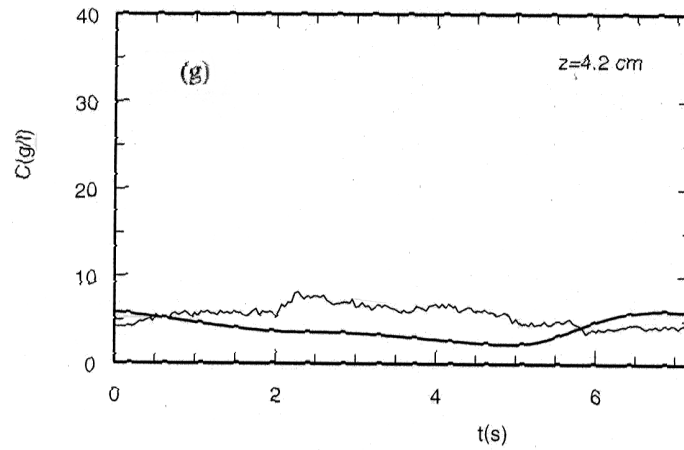


Figura 4.9 – (cont.)

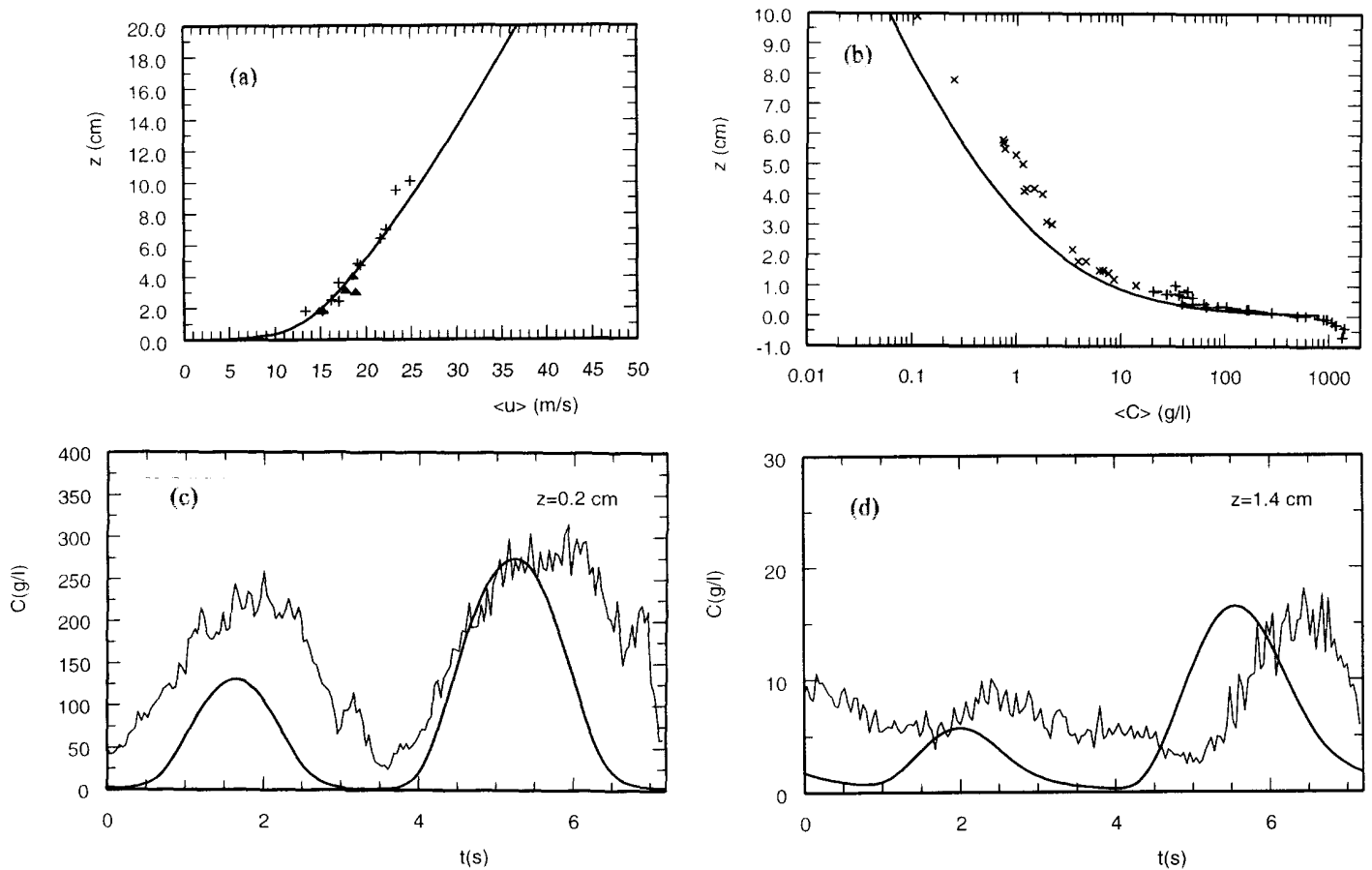


Figura 4.10 – Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b) (as linhas a contínuo representam a solução numérica e os símbolos os resultados experimentais) e variação temporal da concentração de sedimentos para $z = 0.2$ (c), 1.4 (d), 2.2 (e) e 4.1 (f) cm (as linhas a contínuo mais grossas representam a solução numérica e as mais finas os resultados experimentais): condição II de Dohmen-Janssen (1999).

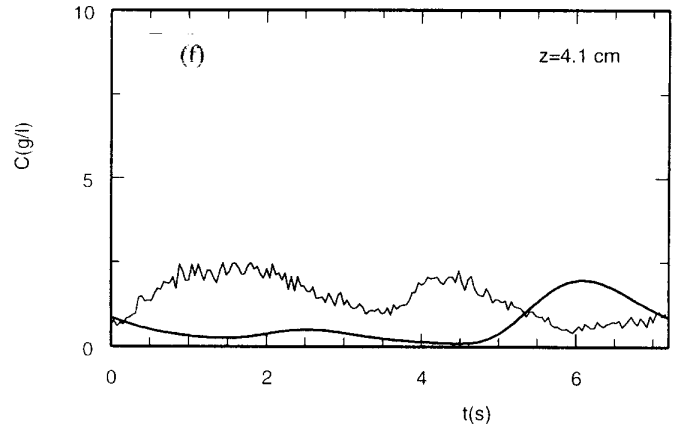
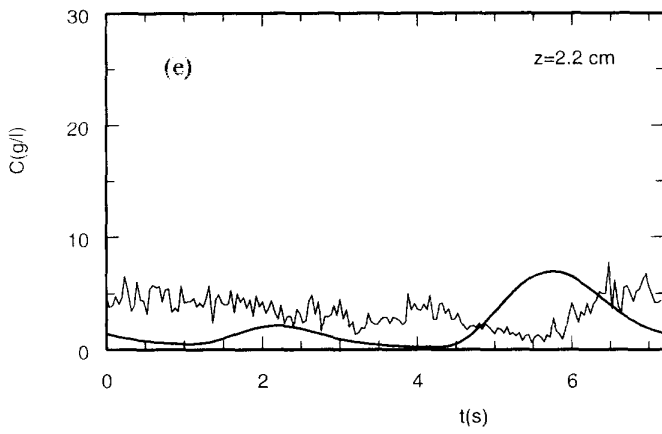


Figura 4.10 – (cont.)

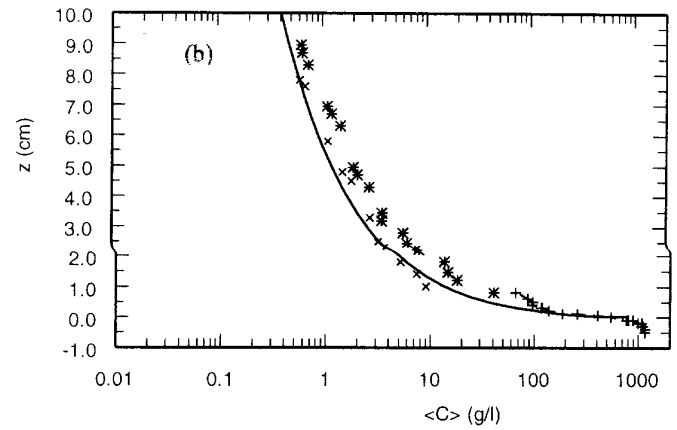
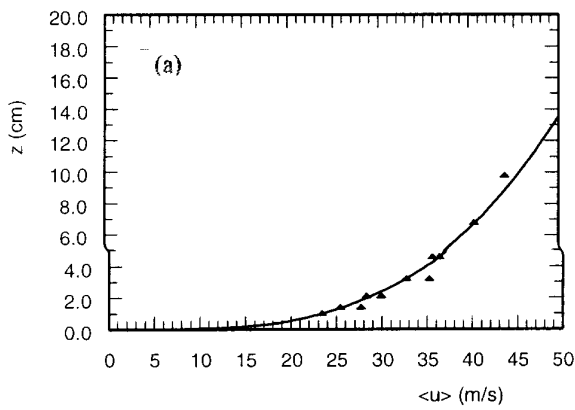


Figura 4.11 – Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b): as linhas a contínuo representam a solução numérica do presente modelo e os símbolos os resultados experimentais de Dohmen-Janssen (1999) para a condição H9.

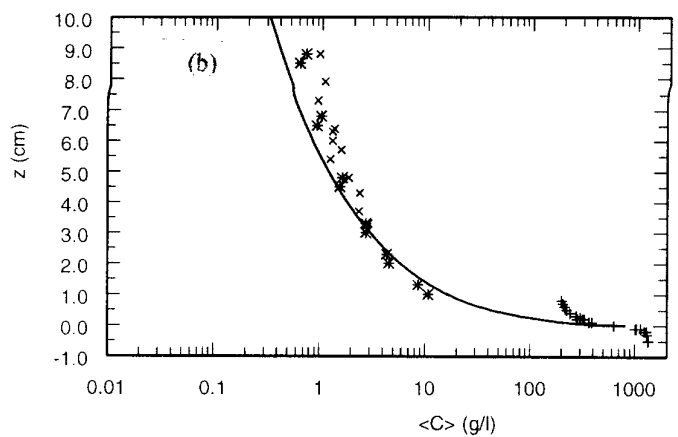
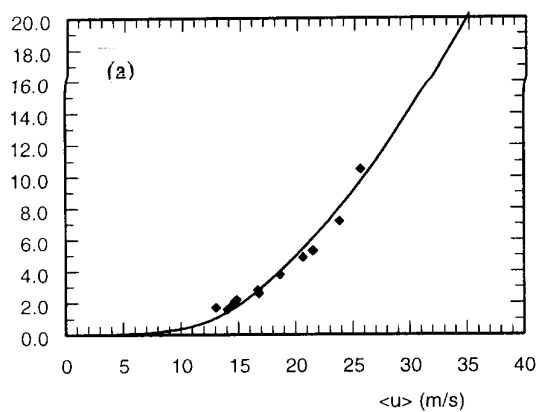


Figura 4.12 – Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b): as linhas a contínuo representam a solução numérica do presente modelo e os símbolos os resultados experimentais de Dohmen-Janssen (1999) para a condição H412.

4.3.4 Síntese dos resultados obtidos

A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais permitiu estabelecer as características gerais do comportamento do modelo no que respeita à distribuição espaço - temporal da concentração de sedimentos. Deste estudo resultam as seguintes conclusões que se passam a enunciar.

Nas regiões inferiores da camada limite de fundo onde a concentração de sedimentos é muito elevada, o modelo reproduz razoavelmente a fase da curva de evolução da concentração mas subestima os valores médios da concentração observados. Dohmen-Janssen (1999) determinou para as diferentes condições experimentais em análise a espessura da camada de *sheet flow*. Para tal considerou que o topo da camada de *sheet flow* se encontra no nível para o qual a concentração média de sedimentos é igual a 8% em volume (≈ 200 g/l) e que o limite inferior dessa camada se situa no nível em que o fundo é imóvel (cerca de 0.3 a 0.4 cm abaixo do nível $z = 0$). A tabela 4.2 apresenta os valores de δ_{sf} calculados por Dohmen-Janssen para as condições consideradas.

Tabela 4.2 – Valores experimentais da espessura da camada de *sheet flow*.

Teste	d_{50} (mm)	U_0 (z=10 cm) (cm/s)	U_w (cm/s)	T (s)	δ_{sf} (cm)
H6	0.13	24.0	150.0	7.2	1.2
E2	0.21	24.0	150.0	7.2	0.6
I1	0.32	24.0	150.0	7.2	0.5
H9	0.13	43.0	94.0	7.2	0.5
H412	0.13	24.0	110.0	12.0	0.8

Os dados experimentais indicam que para as mesmas condições do escoamento (H6, E2 e I1), a espessura da camada de *sheet flow* aumenta com a diminuição do diâmetro mediano do grão de sedimento. De acordo com o estudo efectuado por Dohmen-Janssen (1999) observa-se que a espessura da camada de *sheet flow* aumenta com o parâmetro de *Shields*.

A comparação dos valores de $\langle C \rangle$ calculados com os valores experimentais na camada de *sheet flow*, mostra que as diferenças encontradas são mais acentuadas para as condições em que a espessura da camada de *sheet flow* é maior (H6 e H412). A

incapacidade do modelo em simular os valores da concentração média na camada de *sheet flow* deve-se a que o modelo não descreve os processos de interacção intergranular que ocorrem para valores muito elevados da concentração de sedimentos (Tran Thu, 1995; Li e Davies, 1996).

Na região acima da camada de *sheet flow*, em que os sedimentos se encontram em suspensão, os valores calculados da concentração de sedimentos são comparáveis com os valores experimentais em termos da variância durante o ciclo da oscilação, mas a fase da curva de evolução da concentração não é bem reproduzida. Como será analisado na secção seguinte, o desfasamento observado entre os valores instantâneos da concentração tem consequências a nível do cálculo da componente do transporte associada à parte oscilatória do escoamento. No que respeita à distribuição vertical de $\langle C \rangle$, observou-se que para os diâmetros medianos do sedimento diferentes de 0.2 mm, isto é, para $d_{50} = 0.13$ e 0.32 mm, os valores de $\langle C \rangle$ são inferiores aos valores experimentais. Este resultado indica que a especificação do valor de d_{50} como um valor representativo do diâmetro do grão do sedimento que se encontra na coluna de água não é suficiente para descrever os processos de difusão e de deposição dos sedimentos em suspensão.

Por último, o modelo não reproduz os picos de concentração secundários observados experimentalmente nos instantes de inversão do escoamento potencial. A importância destes picos secundários na distribuição da concentração de sedimentos parece ser maior nos casos em que o escoamento é dominado pela onda e para os sedimentos mais finos. Segundo Davies et al. (1997) a ocorrência de picos secundários é a causa principal do desfasamento observado entre a curva de evolução da concentração calculada e observada. A origem dos picos secundários está relacionada, de acordo com vários autores (Davies et al. (1997), Koelewijn e Ribberink (1994)), com instabilidades do escoamento que ocorrem nos instantes de inversão do escoamento potencial e que dão origem a uma “nuvem” de sedimentos que é convectada para os níveis superiores da camada limite. O modelo numérico não é capaz de reproduzir a existência de picos secundários por duas razões. Em primeiro lugar, a concentração de referência considerada não simula a ocorrência desses picos. Em segundo lugar, o modelo descreve o fluxo vertical de sedimentos em termos de um processo difusivo e não incorpora qualquer mecanismo que descreva o transporte convectivo dos sedimentos para os níveis superiores. Por esta razão, mesmo que o modelo descreva adequadamente a ocorrência dos picos secundários na

condição de fronteira de fundo (ver o trabalho de Savioli e Justensen, 1997) a forma da distribuição da concentração de sedimentos não difere em muito da solução obtida com o presente modelo nos níveis em que o sedimento se encontra em suspensão.

4.3.5 Análise dos resultados relativos ao transporte de sedimentos

Nesta secção são comparados os valores calculados da taxa de transporte de sedimentos média num ciclo da oscilação, $\langle q_s \rangle$, com os valores experimentais. É feita uma análise da distribuição vertical do fluxo de sedimentos a diferentes níveis na camada limite para as condições experimentais que foram analisadas anteriormente. Posteriormente, são analisados os valores obtidos para $\langle q_s \rangle$ para um conjunto de condições experimentais mais amplo.

A primeira parte da tabela 4.3 apresenta os valores experimentais da taxa de transporte em suspensão, $\langle q_{sl} \rangle$, por arrastamento, $\langle q_{bl} \rangle$, e total, $\langle q_s \rangle$, para as condições E1, E2, E3, E4, H6, H9, H412 e I1.

Os valores experimentais de $\langle q_s \rangle$ foram calculados a partir do método de conservação da massa do sedimento (ver secção 3.4). Os valores de r_σ representam o erro relativo de $\langle q_s \rangle$, $r_\sigma = \sigma / \langle q_s \rangle * 100 \%$, sendo σ o desvio padrão da média dos valores de $\langle q_s \rangle$ calculados para cada condição. σ é calculado a partir dos valores da taxa de transporte obtidos para os diferentes ensaios realizados para a mesma condição experimental. Observa-se, de uma maneira geral, que os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados são precisos ($r_\sigma < 10\%$) excepto para a condição H6 ($r_\sigma = 22 \%$).

Os valores de $\langle q_{sl} \rangle$ apresentados resultam da integração na vertical do fluxo de sedimentos entre o nível z_{n1} e o topo da camada limite. Para a série E, os valores de $\langle q_{sl} \rangle$ foram calculados por Koelewijn e Ribberink (1994) com base nos resultados de Katopodi et al. (1994): o nível z_{n1} indicado para cada condição experimental foi o considerado por estes autores. Os valores de $\langle q_{sl} \rangle$ para os testes H6, H9, H412 e I1 são dados em Dohmen-Janssen (1999). Para estes testes, o limite de integração inferior considerado corresponde ao nível para o qual $\langle C \rangle$ é igual a 1 % em volume (≈ 20 g/l). Os valores de z_{n1} não são dados por Dohmen-Janssen, pelo que foram estimados a partir dos perfis médios da concentração de sedimentos.

Tabela 4.3 – Valores experimentais e calculados da taxa de transporte média em suspensão, $\langle q_{sl} \rangle$, por arrastamento, $\langle q_{bl} \rangle$, e total, $\langle q_s \rangle$ para diferentes condições.

valores experimentais							
	$\langle q_s \rangle$	$\langle q_{bl} \rangle$		$\langle q_{sl} \rangle$		r_σ	z_{n1}
	(cm ² /s)	(cm ² /s)	% de $\langle q_s \rangle$	(cm ² /s)	% de $\langle q_s \rangle$	%	(cm)
E1	1.072	0.9735	90.8	0.0985	9.2	6.5	1.4
E2	1.118	1.015	90.7	0.103	9.2	7.5	1
E3	0.808	0.7364	91.1	0.0716	8.8	11.7	0.6
E4	0.8444	0.7986	94.5	0.0458	5.4	9.3	0.5
I1	0.94	0.776	82.5	0.164	17.4	3	1
H6	0.655	0.552	84.2	0.103	15.7	22	2
H9	0.857	0.721	84.1	0.136	15.8	7.8	1
H412	0.971	0.825	84.9	0.146	15.0	7.3	2

valores calculados					
	$\langle q_s \rangle$	$\langle q_{bl} \rangle$		$\langle q_{sl} \rangle$	
	(cm ² /s)	(cm ² /s)	% de $\langle q_s \rangle$	(cm ² /s)	% de $\langle q_s \rangle$
E1	1.24	0.9895	79.7	0.2526	20.3
E2	1.234	0.931	75.4	0.304	24.6
E3	0.7292	0.511	70.0	0.2165	29.6
E4	0.6768	0.467	69.0	0.206	30.4
I1	0.8716	0.667	76.5	0.208	23.8
H6	1.929	1.72	89.1	0.21	10.8
H9	1.39	1.09	78.4	0.3	21.5
H412	1.16	1.049	90.4	0.11	9.4

Os valores da componente do transporte por arrastamento foram calculados a partir da diferença entre $\langle q_s \rangle$ e $\langle q_{sl} \rangle$.

É de referir que o nível z_{n1} não corresponde ao topo da camada de *sheet flow* (ver tabela 4.2), pelo que a distinção feita entre o transporte em suspensão e por arrastamento não é totalmente exacta.

Indicam-se na tabela os valores percentuais do transporte que é efectuado por arrastamento e em suspensão: observa-se que 80 a 90 % do transporte efectua-se na camada junto ao fundo.

A segunda parte da tabela apresenta os valores obtidos com o modelo CL1DV.

Para complementar a informação da tabela 4.3, apresenta-se na figura 4.13 os valores experimentais e os valores calculados da distribuição vertical do fluxo de sedimentos para as condições E1, E2, E4 e H6. É de referir que os valores experimentais do fluxo de sedimentos disponíveis referem-se somente à camada de sedimentos em

suspensão. O valor do fluxo a um determinado nível é representado em termos da soma das componentes associadas ao escoamento médio e ao escoamento oscilatório (ver equação (2.11)). A figura 4.14 compara os valores calculados de $\langle q_s \rangle$, $\langle q_{sl} \rangle$ e $\langle q_{bl} \rangle$ como os valores experimentais. Nesta figura, a recta traçada a contínuo representa a concordância perfeita entre os resultados do modelo e os resultados experimentais e as duas linhas a tracejado delimitam a região na qual os resultados numéricos diferem dos experimentais por um factor de 2.

Transporte de sedimentos em suspensão

Para as condições E1, E2, E3, E4, H6 e H9 observa-se que os valores calculados para o transporte em suspensão são superiores aos valores experimentais (figura 4.14 (b)). A componente do transporte associada ao escoamento médio é razoavelmente bem descrita pelo modelo para as condições E1, E2, e E4, como se ilustra na figura 4.13 (a), (b) e (c). Deste modo, a contribuição para o erro de $\langle q_{sl} \rangle$ provém de uma sobreavaliação da componente do transporte associada à onda, que tem origem no desfaseamento observado entre a curva de concentração calculada e a observada.

Para a condição experimental H6, observa-se na figura 4.13(d) que o fluxo total de sedimentos nos níveis superiores a 5 cm é inferior ao observado, o que decorre do facto dos valores de $\langle C \rangle$ calculados serem inferiores aos valores experimentais (ver figura 4.9 (b)). Porém, nos níveis inferiores da camada de sedimentos em suspensão (entre 2 a 5 cm) os valores do fluxo total calculados são superiores aos valores experimentais devido a uma deficiente representação da componente do fluxo associado à onda.

É de salientar que o modelo não descreve correctamente, para qualquer das condições analisadas, o nível em que se observa uma inversão no sentido da componente do fluxo de sedimentos associado à onda.

Para as condições I1 e H412 os valores de $\langle q_{sl} \rangle$ são razoavelmente bem descritos pelo modelo. Dado que os valores médios da concentração calculados na camada de sedimentos em suspensão são inferiores aos observados poder-se-á inferir que, nestes casos, o déficit da componente do fluxo associado à corrente é compensado pela sobreavaliação da componente do fluxo associado à onda.

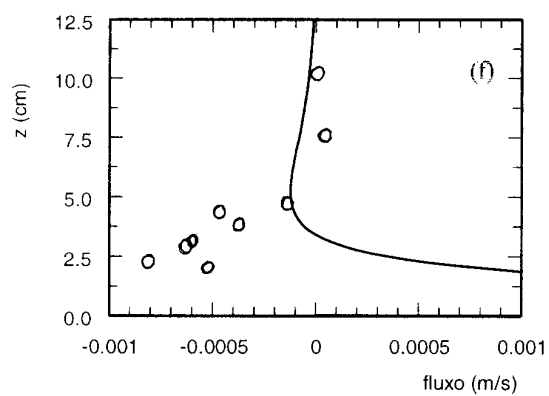
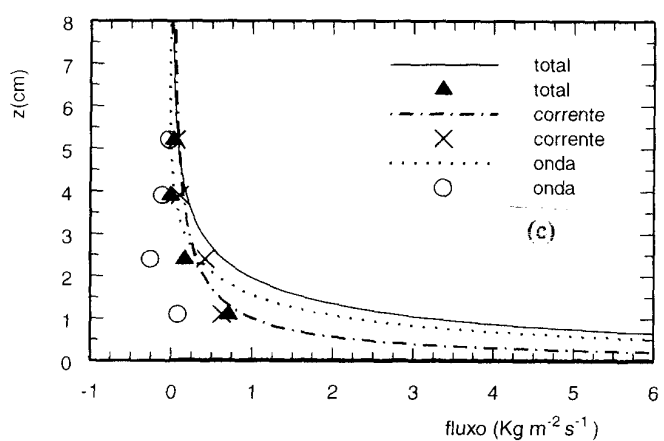
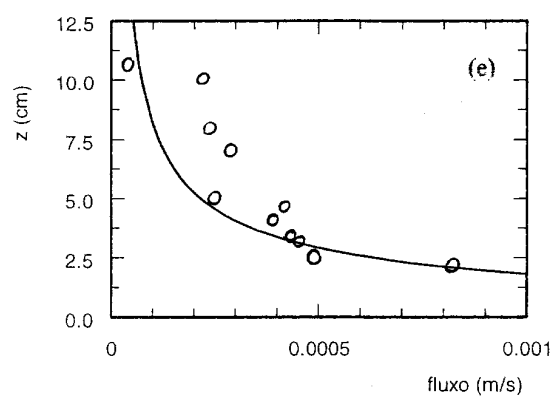
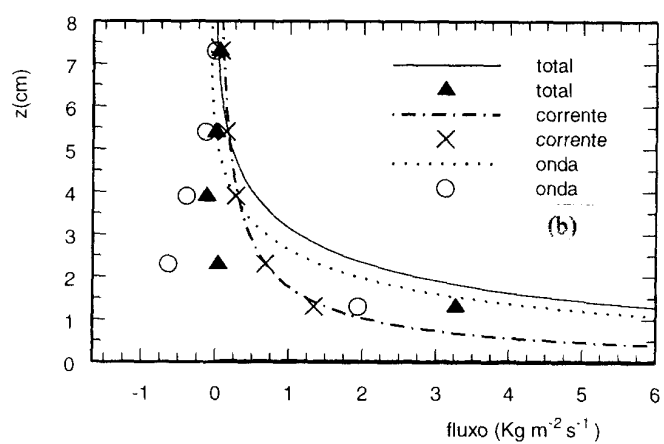
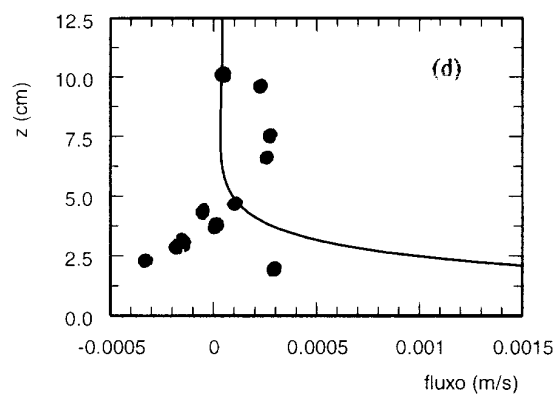
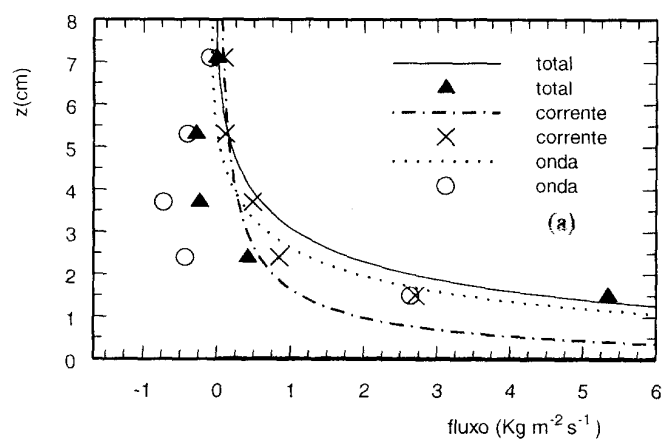


Figura 4.13 - Distribuição vertical do fluxo de sedimentos em suspensão para as condições E1 (a), E2 (b), E4 (c) e H6: (d) - total, (e) - corrente (f) – onda. As linhas representam os valores calculados com o modelo e os símbolos os valores experimentais.

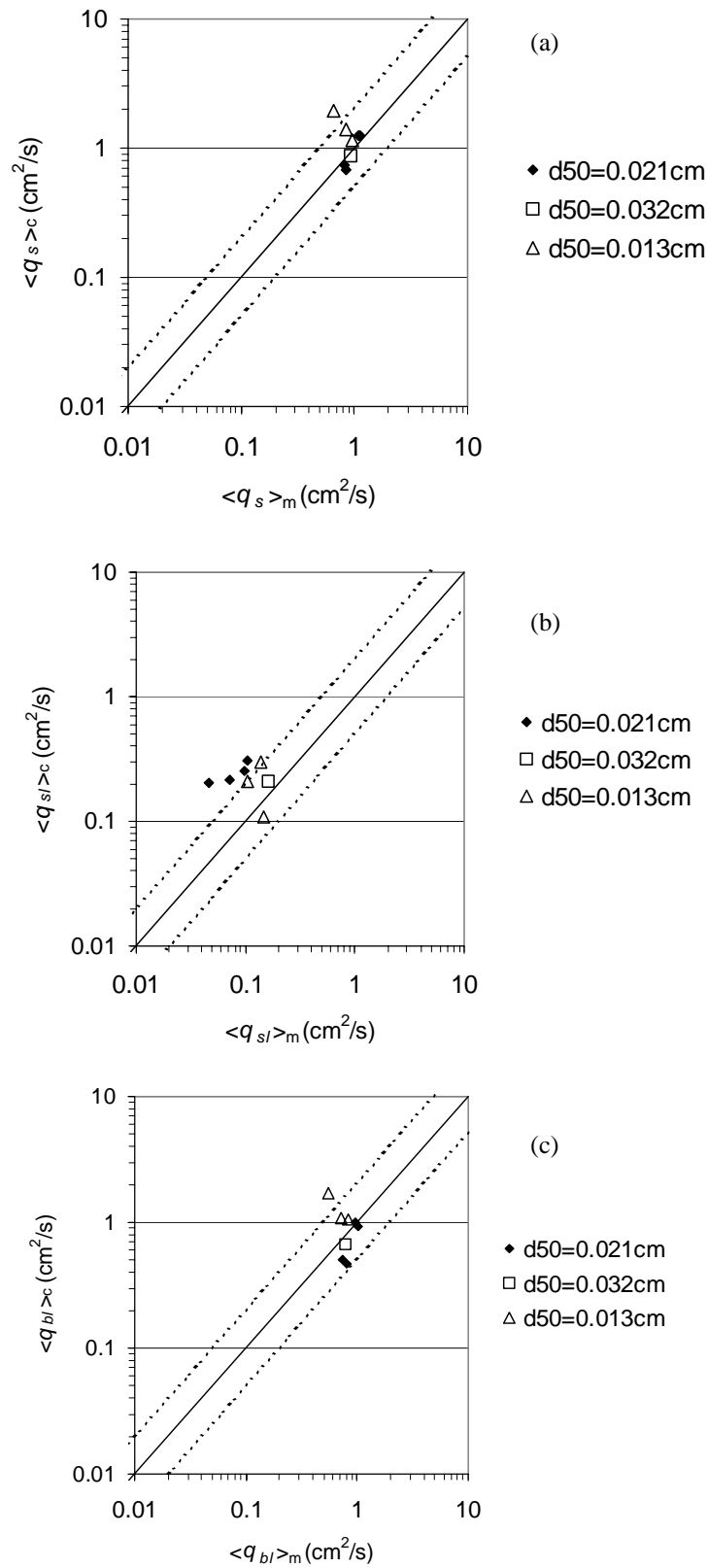


Figura 4.14 – Comparação entre a taxa de transporte total (a), em suspensão (b) e por arrastamento (c), calculadas pelo modelo com os resultados experimentais (condições E1, E2, E3, E4 ($d_{50}=0.21$ mm), I1 ($d_{50}=0.32$ mm), H6, H9 e H412 ($d_{50}=0.13$ mm)).

Transporte de sedimentos por arrastamento

No que respeita à componente do transporte por arrastamento observa-se que os valores experimentais de $\langle q_{bl} \rangle$, são razoavelmente descritos pelo modelo (encontram-se dentro do factor de 2) à excepção da condição H6. Contudo, verificou-se, para a generalidade dos casos, que os valores de $\langle C \rangle$ calculados abaixo do nível z_{n1} são inferiores aos valores experimentais. Este facto introduz um erro no cálculo da componente do transporte associado à corrente. Para que este erro seja compensado, tal como os resultados obtidos para $\langle q_{bl} \rangle$ indicam, é necessário que:

- (i) que os valores de $\langle u \rangle$ calculados a estes níveis sejam superiores aos valores experimentais;
- (ii) e/ou que os valores da componente do transporte associada à onda sejam sobreavaliados pelo modelo.

Não é possível avaliar a validade destas hipóteses dado que não foram efectuadas medições fiáveis da velocidade do escoamento para os níveis inferiores a z_{n1} . No entanto, o desfaseamento observado entre a curva da concentração calculada e observada, ainda que seja pequeno, contribui certamente para o aumento dos valores da componente do transporte associada à onda.

Para a condição experimental H6 observa-se que o valor calculado para $\langle q_{bl} \rangle$ é cerca de 3 vezes superior ao valor experimental. Esta discrepância deve-se ao facto do modelo não reproduzir os picos secundários da concentração de sedimentos observados, e que dominam a curva de evolução de C a estes níveis. A ocorrência destes picos é responsável pelo transporte de sedimentos no sentido contrário ao da direcção de propagação da onda evidenciando a presença de efeitos não estacionários na camada de *sheet flow*.

Transporte de sedimentos total

A figura 4.14 (a) compara para as condições experimentais consideradas a taxa de transporte de sedimentos calculada com o modelo com os resultados experimentais. A semelhança entre a figura 4.14 (a) e (c) mostra que o transporte de sedimentos se efectua

preferencialmente nos níveis inferiores da camada limite (até 0.5 ou 2.0 cm), tal como se indicou na tabela 4.3. Estes resultados põem em evidência que a modelação correcta desta zona do escoamento é crucial.

A figura 4.15 compara os valores calculados da taxa de transporte média com os valores experimentais para as 37 condições experimentais relativas às séries B, E, I, J e H.

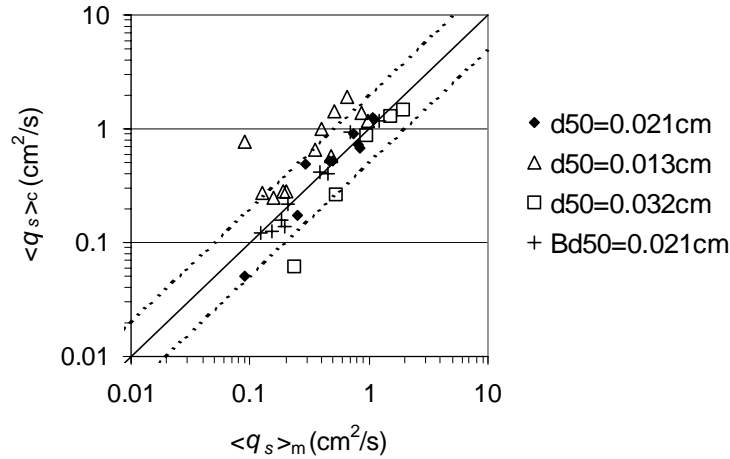


Figura 4.15 – Comparação entre a taxa de transporte total calculada pelo modelo, $\langle q_s \rangle_c$, com os resultados experimentais, $\langle q_s \rangle_m$, para as condições experimentais da série B ($Bd_{50}=0.21$ mm), E e J ($d_{50}=0.21$ mm), I ($d_{50}=0.32$ mm) e H ($d_{50}=0.13$ mm).

A análise da figura 4.15 revela que 87% dos resultados experimentais se encontram dentro do factor de 2. Este resultado é muito satisfatório, atendendo a que o modelo não reproduz algumas das características da distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos e do fluxo de sedimentos, como foi analisado nas secções anteriores.

Observa-se que os resultados numéricos apresentam uma dependência no valor do diâmetro mediano do grão de sedimento: para os sedimentos mais finos ($d_{50}=0.13$ mm), observa-se que os valores calculados do transporte são sistematicamente superiores aos valores experimentais, enquanto que, para os sedimentos mais grosseiros considerados ($d_{50}=0.32$ mm), verifica-se uma tendência inversa.

As condições experimentais para as quais os resultados numéricos são mais deficientes (H4, H5, H6 e H44) correspondem aos testes em que se observou que os picos secundários dominam as séries temporais da concentração de sedimentos nos níveis inferiores da camada limite. A figura 4.16 ilustra a dependência de $\langle q_s \rangle$ em função do

diâmetro mediano e do período da onda. Os resultados experimentais ilustram que para as mesmas condições do escoamento, a diminuição de d_{50} e de T conduzem a uma diminuição da taxa de transporte na direcção de propagação da onda. Este facto traduz a presença de efeitos não estacionários que resultam do desfasamento entre a velocidade do escoamento e a concentração de sedimentos. Como se observa, o modelo não é capaz de reproduzir correctamente a tendência observada experimentalmente.

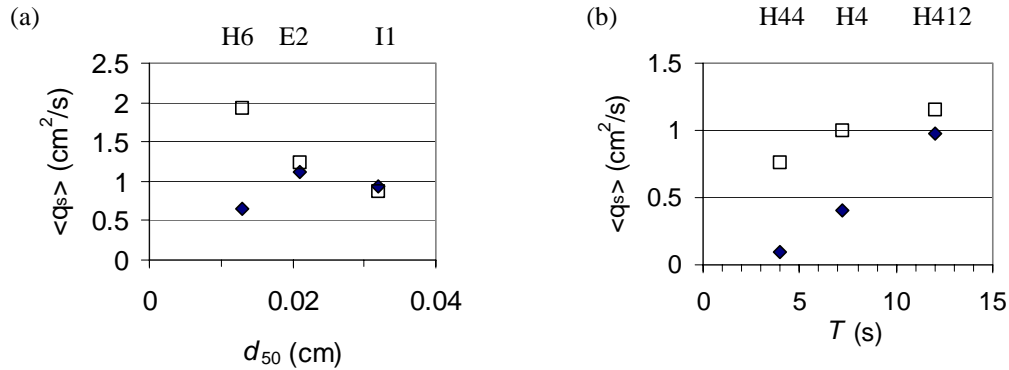


Figura 4.16 - Dependência de $\langle q_s \rangle$ em função do diâmetro mediano (a) e do período da onda (b): \blacklozenge resultados experimentais; \square resultados numéricos; (a) $T=7.2\text{s}$, $U_w=150\text{ cm/s}$, $U_0(10\text{cm})=25\text{ cm/s}$; (b) $d_{50}=0.13\text{ mm}$, $U_w=109\text{ cm/s}$, $U_0(10\text{cm})=25\text{ cm/s}$.

4.3.6 Estudo da sensibilidade dos resultados do modelo relativamente aos processos de difusão vertical e de deposição dos sedimentos

Os resultados apresentados nas secções anteriores mostram que o modelo CL1DV apresenta algumas limitações na representação da distribuição espaço-temporal da concentração e do fluxo de sedimentos.

Através de um estudo da sensibilidade dos resultados do modelo a alguns dos parâmetros que controlam os processos de difusão e de deposição dos sedimentos, é possível encontrar soluções numéricas que descrevem melhor os resultados experimentais. Este estudo é efectuado com base nas condições E2 e H6.

Uma das características comuns a todos os resultados numéricos obtidos consiste em que os valores calculados da concentração média de sedimentos no ciclo da oscilação na camada de *sheet flow* são inferiores aos valores observados. Como se referiu

anteriormente, esta limitação resulta do facto do modelo não reproduzir as interacções intergranulares entre os sedimentos. A expressão “camada de *sheet flow*”, resulta da observação experimental de que os grãos de sedimento que se encontram nos níveis próximos do fundo, à medida que são transportados pelo escoamento, deslocam-se em camadas justapostas, sem que ocorra deposição. De modo a modelizar esta zona do escoamento colocou-se a hipótese de que os valores da velocidade de queda devem ser muito pequenos, o que corresponde a uma condição de entravamento máximo.

A figura 4.17 (a) ilustra os perfis verticais da velocidade de queda dos sedimentos para diferentes valores de n (3.8, 12.5 e 20) e $d_{50}=0.21$ mm. Os valores da velocidade de queda foram calculados considerando o perfil vertical da concentração média observado para a condição experimental E2. A figura 4.17 (b) ilustra a distribuição vertical de $\langle C \rangle$ calculada para os diferentes valores de n , correspondente à condição E2. Observa-se que a diminuição da velocidade de queda devida ao entravamento, é evidente para os níveis inferiores da camada de *sheet flow*, pois que, é aí que os valores da concentração de sedimentos são mais elevados. Como se observa na figura 4.17 (b), a diminuição da velocidade de queda tem como consequência o aumento da concentração média na camada de *sheet flow*. Observa-se que os valores experimentais de $\langle C \rangle$ são correctamente descritos pelo modelo quando $n=12.5$. A figura 4.17 (c) ilustra os resultados numéricos para a condição H6. Como na situação anterior, o melhor ajuste entre os resultados numéricos e os resultados experimentais é obtido para $n=12.5$. É de referir, no entanto, que para outras condições experimentais testadas (por exemplo, E1 e E4) observou-se que o valor de ajuste do factor n é de 20. Para o caso das condições E2 e H6, esse valor revelou-se excessivo, como mostram as figuras 4.17 (b) e (c).

Outra das características do modelo que condiciona os resultados numéricos do transporte de sedimentos, é o desfasamento entre a concentração de sedimentos calculada e a observada e a subavaliação dos valores de $\langle C \rangle$ em suspensão para os grãos medianos de 0.13 e 0.32 mm. Existe evidência experimental de que a dimensão dos grãos de sedimento apresenta um gradiente vertical. Por exemplo, para a série E, Davies et al. (1997) referem que o valor de d_{50} varia entre 0.21 mm para a amostra de sedimento do fundo e 0.18 mm para os sedimentos que se encontram a níveis superiores a 4 cm. Como foi dito na secção 4.2.1, o modelo numérico considera que os sedimentos têm a mesma

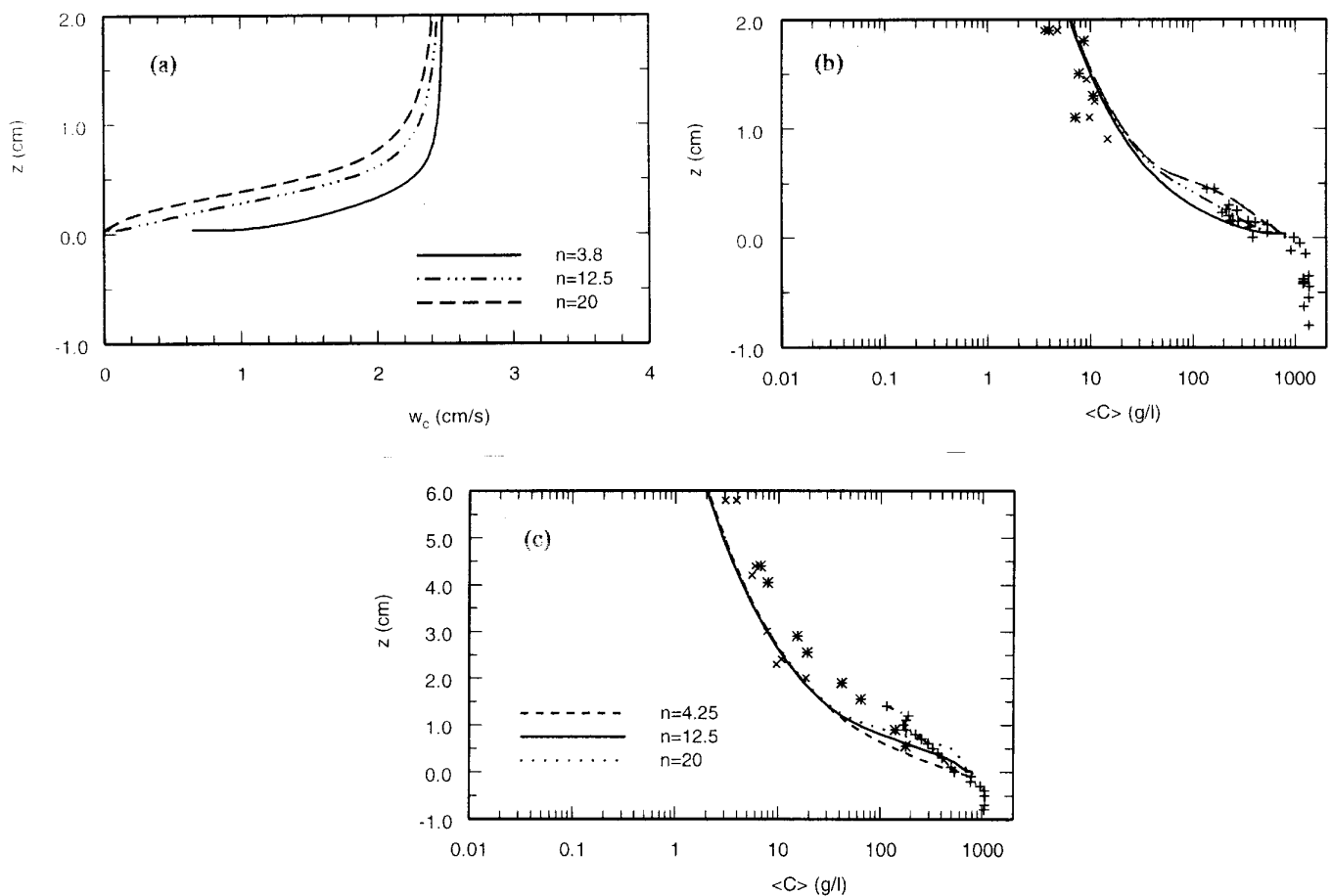


Figura 4.17 – Dependência da velocidade de queda no factor de entravamento n para a condição E2 (a) e distribuições verticais de $\langle C \rangle$ calculadas para as condições E2 (b) e H6 (c). Os símbolos representam os valores experimentais.

velocidade de queda que é determinada em função do diâmetro mediano do grão de sedimento presente na amostra do fundo.

De modo a estudar a influência da variação da velocidade de queda na distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos, foram efectuados diferentes testes com o modelo onde se especificou um valor de w_c nos níveis superiores a δ_{sf} , inferior ao valor que é considerado na camada de fundo. Simultaneamente, variou-se o valor da constante c_2 , que intervém no termo de difusão na equação de balanço da energia cinética turbulenta, equação (4.17), de modo a assegurar um bom ajustamento entre os valores de $\langle C \rangle$ calculados e os observados. É de salientar que as variações de w_c e da difusão da energia

cinética turbulenta modificam os fluxos difusivo e convectivo de sedimentos na vertical, e deste modo alteram a fase da concentração de sedimentos a um determinado nível.

As figuras 4.18 e 4.19 ilustram os resultados numéricos obtidos quando se consideram os seguintes valores para as condições E2 e H6:

- E2 : $w_c = 1.20 \text{ cm/s}$ ($d_{50} \approx 0.13 \text{ mm}$) ; $c_2 = 0.039$; $n = 12.5$
- H6 : $w_c = 0.35 \text{ cm/s}$ ($d_{50} \approx 0.07 \text{ mm}$) ; $c_2 = 0.075$; $n = 12.5$.

Nestas figuras as curvas a tracejado representam a solução do modelo original. Na figura 4.20 representa-se a distribuição vertical do fluxo de sedimentos para as duas condições.

A análise das figuras 4.18 a 4.20 mostra que os resultados numéricos obtidos correspondentes às modificações propostas descrevem melhor os resultados experimentais do que o modelo original. Na camada de sedimentos em suspensão observa-se que o modelo descreve correctamente os valores médios da concentração de sedimentos e a fase dos picos principais da concentração para ambas as condições. Deste modo, como se ilustra na figura 4.20, os valores calculados para o fluxo de sedimentos são próximos dos valores experimentais. Na camada de *sheet flow*, os valores de $\langle C \rangle$ são também bem simulados e observa-se que as séries temporais da concentração de sedimentos ajustam-se melhor ao conjunto de resultados experimentais. Os valores calculados da taxa de transporte de sedimentos por arrastamento, $\langle q_{bl} \rangle$, para as condições E2 e H6 são iguais a 0.94 e a 0.83 cm^2/s , respectivamente. Para a condição H6 verifica-se que o valor de $\langle q_{bl} \rangle$ é ainda superior ao valor experimental. De modo a melhorar este resultado será necessário reproduzir os picos de concentração secundários que são responsáveis pela diminuição do transporte na camada de *sheet flow*.

Os testes de sensibilidade efectuados mostram que o modelo CL1DV tem capacidade para reproduzir com precisão a estrutura da camada limite oscilatória sobre um fundo móvel e de determinar os valores da taxa de transporte sedimentar. Verificou-se que para corrigir algumas das limitações que o modelo original apresenta, é necessário descrever, por um lado, a variação da velocidade de queda dos sedimentos em toda a coluna de água da camada limite, através de uma forte redução de w_c na camada de *sheet flow*, o que simula indirectamente os efeitos de interacção entre os grãos de sedimento, e da variação da granulometria do sedimento em suspensão. Por outro lado, o processo de

difusão na vertical dos sedimentos pelo escoamento turbulento deverá ser, naquelas circunstâncias, modificado. Nos testes efectuados isso foi feito por intermédio do ajuste do coeficiente multiplicativo do termo de difusão na equação de balanço da energia cinética turbulenta. Do ponto de vista teórico, a redução do valor de c_2 não apresenta problemas, dado que o valor proposto por Lewellen (1977) foi obtido a partir de estudos computacionais relativos a escoamentos na forma de esteiras e jactos.

Para averiguar a validade das hipóteses propostas é necessário testar o modelo com condições experimentais em que se determine a distribuição vertical da granulometria ao longo do ciclo da oscilação e se efectuem medições fiáveis da velocidade do escoamento na camada de *sheet flow*. Actualmente, este conjunto de dados é inexistente.

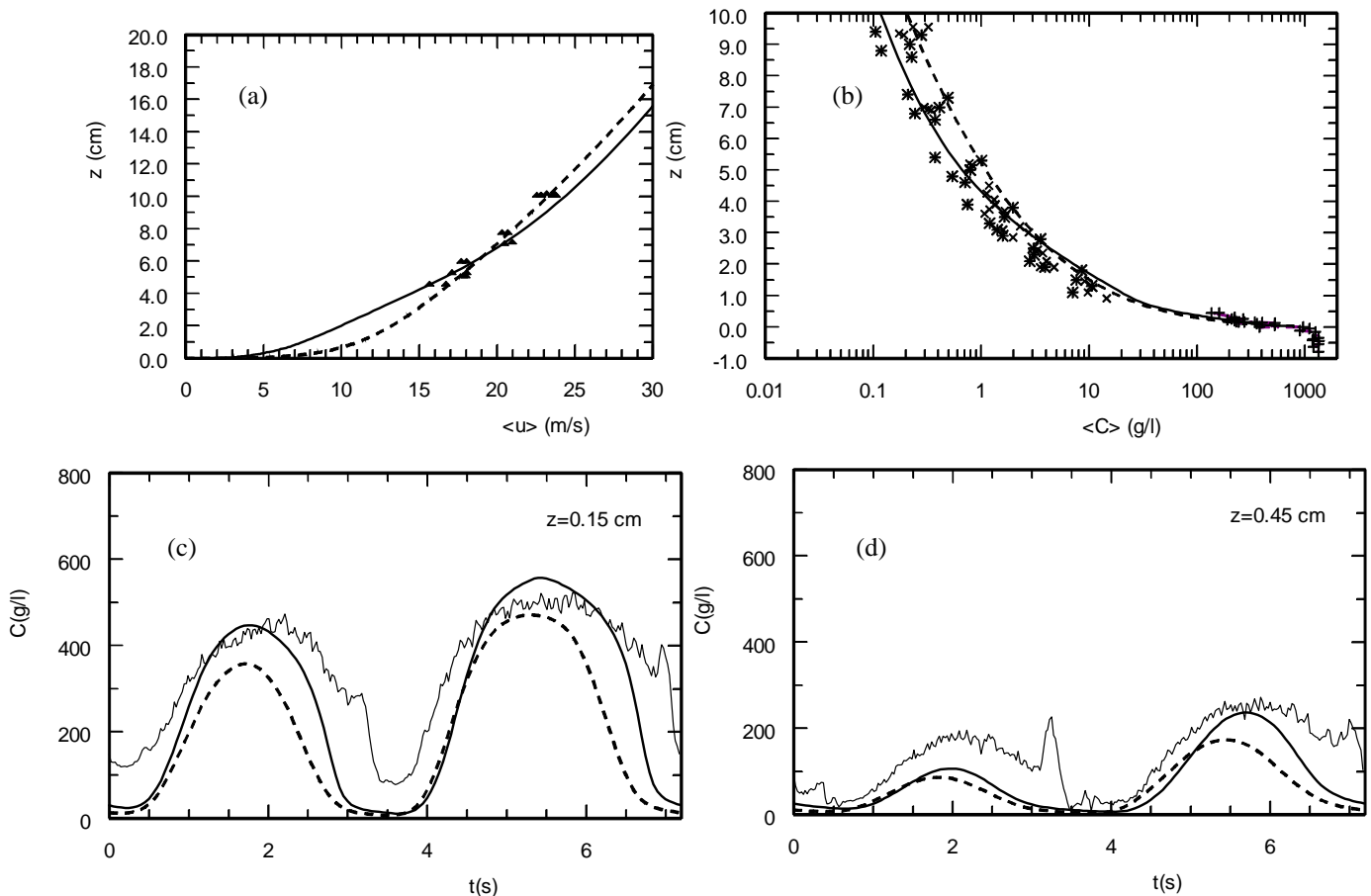


Figura 4.18 - Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b) e variação temporal da concentração de sedimentos para diferentes níveis. As linhas a contínuo representam a solução numérica calibrada em termos dos valores de w_c , de c_2 e de n e as linhas a tracejado representam a solução original. Os resultados experimentais são indicados pelos símbolos em (a) e (b) e pelas linhas a contínuo mais finas em (c) – (h): condição E2.

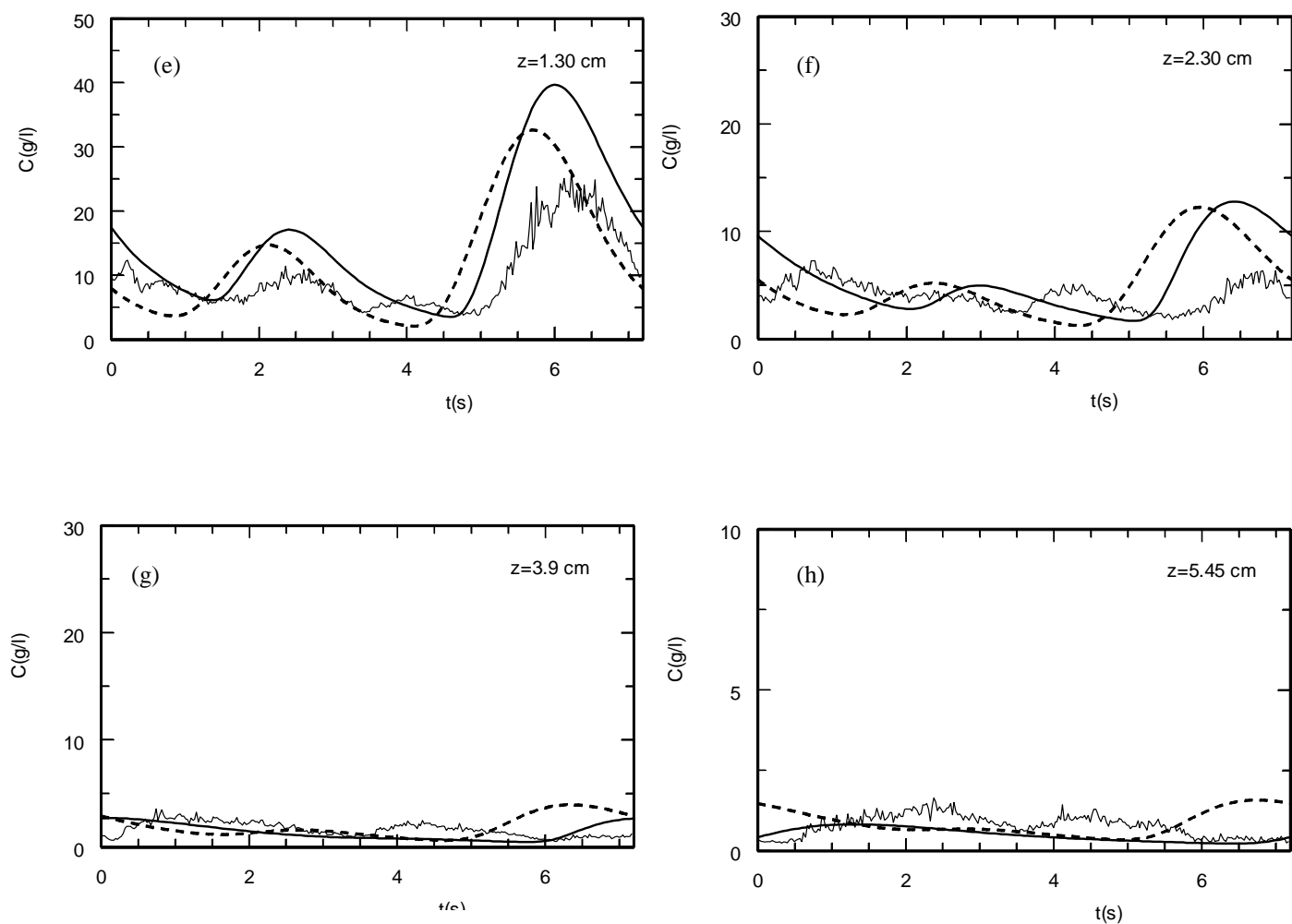


Figura 4.18 – (cont.)

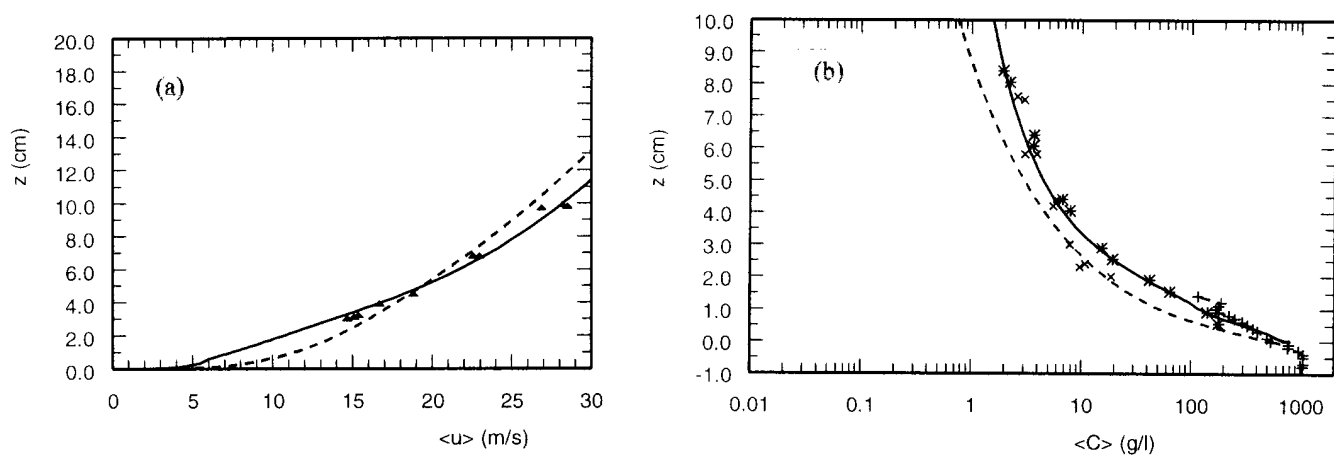


Figura 4.19 - Perfil vertical de $\langle u \rangle$ (a) e de $\langle C \rangle$ (b) e variação temporal da concentração de sedimentos para diferentes níveis: as linhas a contínuo representam a solução numérica calibrada em termos dos valores de w_c , de c_2 e de n e as linhas a tracejado representam a solução original. Os resultados experimentais são indicados pelos símbolos em (a) e (b) e pelas linhas a contínuo mais finas em (c) – (g): condição H6.

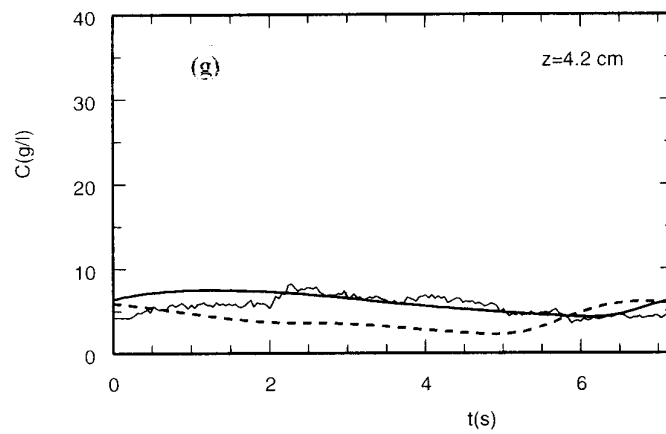
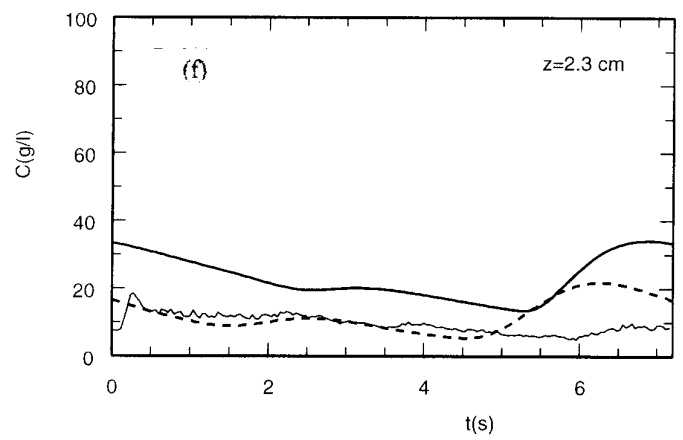
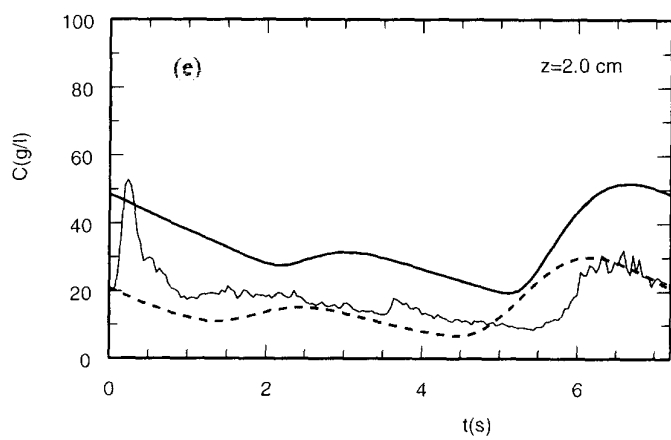
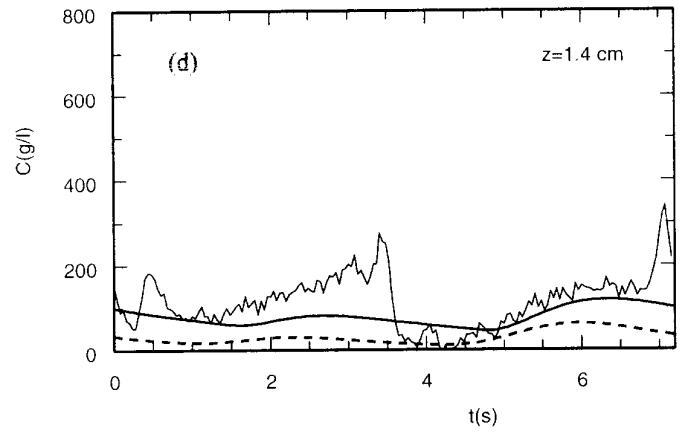
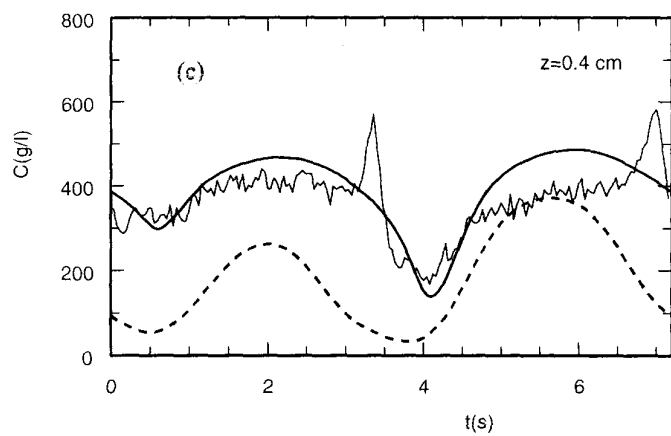


Figura 4.19 – (cont.)

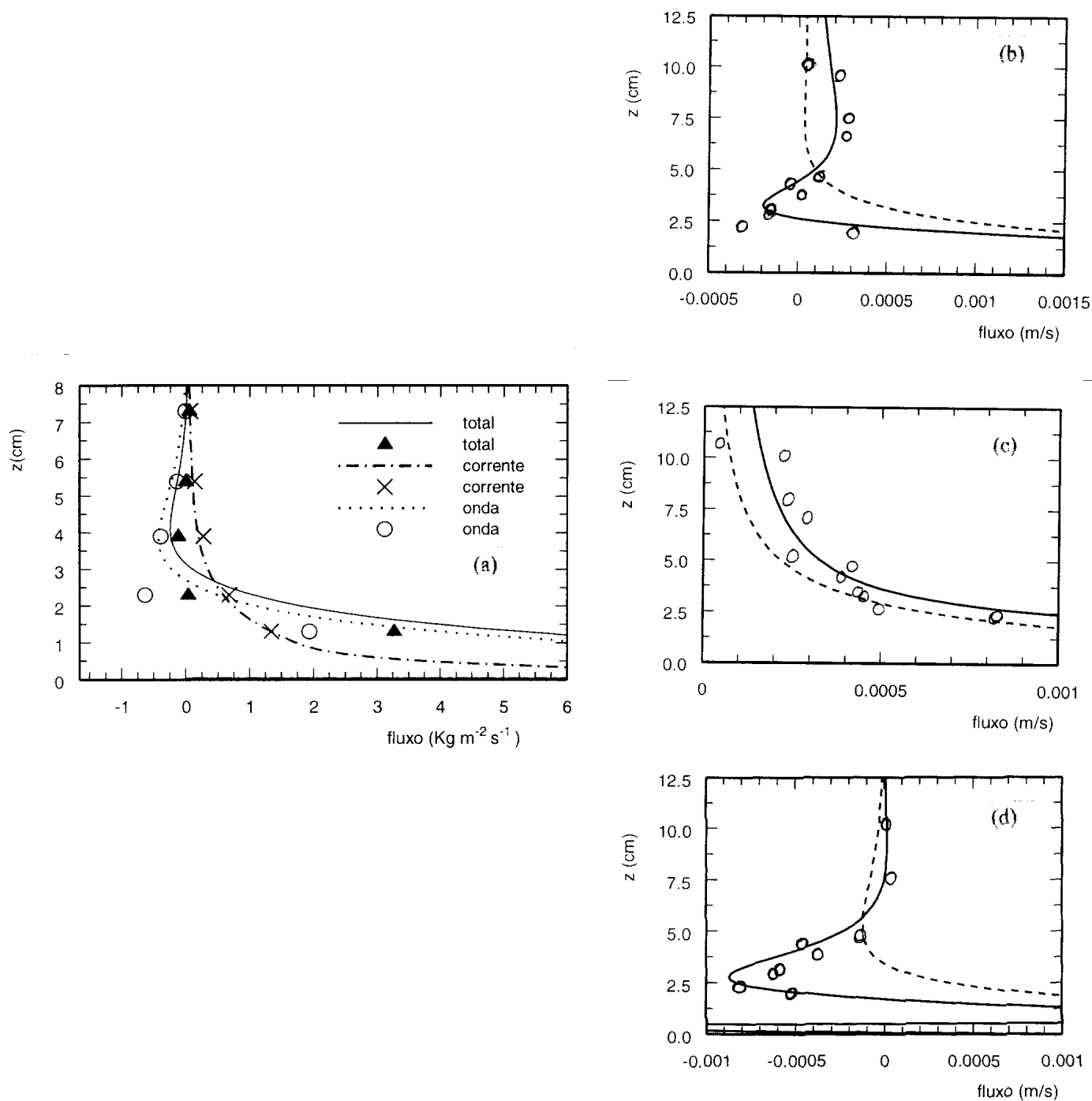


Figura 4.20 - Distribuição vertical do fluxo de sedimentos em suspensão para as condições E2 (a) e H6: (b) - total, (c) - corrente, (d) – onda. Os símbolos representam os valores experimentais. Na figuras (b), (c) e (d) as linhas a contínuo representam os valores calculados com o modelo calibrado e as linhas a tracejado os resultados numéricos anteriores.

4.4 Conclusões

Neste capítulo foi abordado o problema da descrição do campo do escoamento e do transporte sedimentar na camada limite de fundo gerada por um escoamento oscilatório sobre um fundo plano. Este estudo foi efectuado com base no modelo numérico de Huynh Thanh e Temperville (1990). O modelo foi melhorado mediante a inclusão dos termos de estratificação, associados aos gradientes verticais da concentração de sedimentos, nas equações do modelo de turbulência K-L. Os resultados numéricos foram comparados com os resultados experimentais relativos a diferentes experiências realizadas no túnel de ondas da *WL/Delft Hydraulics*. Para além dos resultados experimentais correspondentes às séries C, B e E ($d_{50} = 0.2$ mm), previamente testadas por Tran Thu (1995), o modelo foi agora aplicado a condições experimentais nas quais se considerou diferentes valores do diâmetro mediano do sedimento ($d_{50} = 0.13$ e 0.32 mm) – séries I, J e H.

A conclusão principal que resulta deste estudo, é que o modelo não reproduz algumas das características da distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos e do fluxo de sedimentos. Porém, observou-se, que para a totalidade de 37 condições experimentais testadas, 87% dos valores calculados para o transporte sedimentar encontram-se dentro do factor de dois relativamente aos valores experimentais.

De modo a avaliar a capacidade do modelo em reproduzir correctamente os campos simulados, foram efectuados testes em que se assumiu que a velocidade de queda das partículas de sedimento que se encontram na camada de *sheet flow* tem um valor mínimo, correspondente a uma condição de entravamento máximo, e que existe um gradiente vertical na granulometria dos sedimentos que se encontram em suspensão. Os resultados obtidos para as condições experimentais E2 e H6 colocaram em evidência que as futuras aplicações do modelo de transporte sedimentar devem ter em consideração os processos físicos mencionados.

Capítulo 5

Modelação do escoamento e da distribuição de sedimentos sobre um fundo com rugas.

5.1 Introdução

Os processos físicos que ocorrem e que determinam o transporte de sedimentos na camada limite de fundo gerada sobre rugas são diferentes e mais complexos do que os que ocorrem em condições de fundo plano. No último caso, o mecanismo de suspensão dos sedimentos é governado pela difusão turbulenta pois não existem velocidades verticais médias.

Na presença de rugas, os processos de convecção associados à formação e ejeção de vórtices são importantes para compreender a distribuição espaço - temporal da concentração de sedimentos, pelo que estas estruturas têm de ser correctamente simuladas. Neste caso é necessário resolver as equações do movimento num plano vertical obtendo-se um modelo matemático do tipo 2DV.

Os modelos numéricos encontrados na literatura que simulam o escoamento na camada limite sobre um fundo com rugas, diferem na forma das equações consideradas e no método numérico utilizado para as resolver. Na maior parte dos estudos realizados, utiliza-se uma formulação com base na equação de balanço da vorticidade e na equação de *Poisson*, que relaciona a vorticidade com a função de corrente (Sato et al. ,1984, Huynh

Thanh e Temperville, 1990, Blondeaux e Vittori, 1991, e Hansen et al., 1994). Por outro lado, nos trabalhos de Tsujimoto et al. (1991) e de Kim et al. (1994) são resolvidas as equações primitivas do movimento no plano vertical. Apenas alguns destes modelos determinam a distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos em suspensão: Blondeaux e Vittori (1991) e Hansen et al. (1994) simulam o movimento individual das partículas de sedimento com um modelo langrangeano e Tsujimoto et al. (1991) resolvem numericamente a equação de balanço da concentração de sedimentos utilizando um esquema de diferenças finitas. É de salientar que em todos os modelos numéricos referidos, a forma da ruga é estacionária e assume-se que a presença de sedimentos em suspensão não afecta a hidrodinâmica.

Adoptamos no estudo do escoamento sobre rugas o modelo base de Huynh Thanh e Temperville (1990), posteriormente melhorado por Tran Thu (1995). De modo a averiguar a importância dessas estruturas sedimentares na distribuição de sedimentos, foi incluída no modelo uma equação de balanço da concentração de sedimentos que tem em conta os processos de advecção e difusão nas direcções horizontal e vertical.

5.2 Formulação do modelo

Considere-se uma camada limite gerada por uma onda sinusoidal que se propaga no sentido positivo da coordenada Ox de um referencial ortonormado $Oxyz$, sobre um fundo com rugas simétricas. Na figura 5.1 ilustra-se o domínio de cálculo considerado no modelo 2DV.

O domínio contém a espessura da camada limite na qual a interacção entre o escoamento e o fundo é importante. Na zona exterior à camada limite o escoamento é descrito pela teoria linear das ondas de gravidade. Considera-se que a escala espacial característica da ruga, λ_r , é muito menor do que o comprimento de onda da onda que se propaga na superfície livre, pelo que a influência da onda no conjunto das rugas se poderá considerar semelhante. Esta hipótese permite reduzir a extensão do domínio de cálculo na direcção horizontal a uma ruga, considerar condições cíclicas nas fronteiras verticais ($x = x_0 - \lambda_r/2, x_0 + \lambda_r/2$) e impor condições homogéneas no topo da camada limite ($z = \delta_h$).

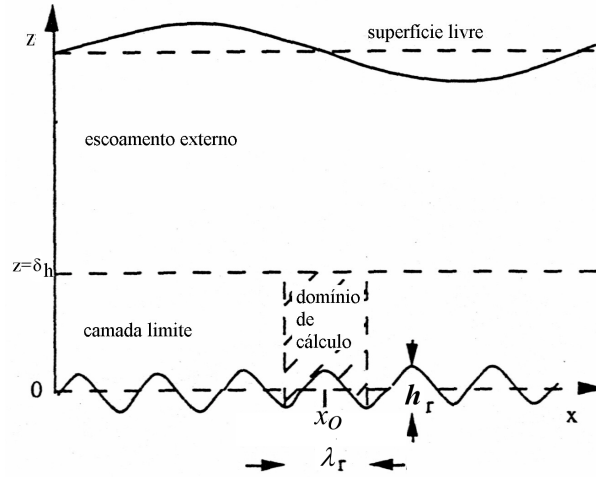


Figura 5.1 – Domínio de cálculo considerado no modelo 2DV

A equação da continuidade e as equações do movimento do escoamento médio escrevem-se para o caso de um escoamento bidimensional no plano vertical:

$$\frac{\partial u}{\partial x} + \frac{\partial w}{\partial z} = 0 \quad (5.1)$$

$$\frac{\partial u}{\partial t} + u \frac{\partial u}{\partial x} + w \frac{\partial u}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial x} + 2 \frac{\partial}{\partial x} (v_t \frac{\partial u}{\partial x}) + \frac{\partial}{\partial z} (v_t (\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x})) \quad (5.2)$$

$$\frac{\partial w}{\partial t} + u \frac{\partial w}{\partial x} + w \frac{\partial w}{\partial z} = -\frac{1}{\rho_0} \frac{\partial p}{\partial z} + 2 \frac{\partial}{\partial z} (v_t \frac{\partial w}{\partial z}) + \frac{\partial}{\partial x} (v_t (\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x})) \quad (5.3)$$

onde, u e w representam, respectivamente, as componentes horizontal e vertical do campo de velocidade. O coeficiente de viscosidade turbulenta, v_t , é determinado em função da energia cinética turbulenta, K , e de uma escala espacial característica dos grandes vórtices, L (Tran Thu, 1995):

$$v_t = \frac{3\sqrt{2K} L}{8} \quad (5.4)$$

A equação de balanço da energia cinética turbulenta contém termos relativos à advecção, produção, difusão e dissipação, escrevendo-se:

$$\begin{aligned}
\frac{\partial K}{\partial t} + u \frac{\partial K}{\partial x} + w \frac{\partial K}{\partial z} &= \underbrace{\nu_t \left[2 \left(\frac{\partial u}{\partial x} \right)^2 + 2 \left(\frac{\partial w}{\partial z} \right)^2 + \left(\frac{\partial u}{\partial z} + \frac{\partial w}{\partial x} \right)^2 \right]}_{\text{produção}} + \\
&\underbrace{0.3 \frac{\partial}{\partial x} \left(\sqrt{2K} L \frac{\partial K}{\partial x} \right) + 0.3 \frac{\partial}{\partial z} \left(\sqrt{2K} L \frac{\partial K}{\partial z} \right)}_{\text{difusão}} - \underbrace{\frac{\sqrt{2K}}{4L} K}_{\text{dissipação}}
\end{aligned} \tag{5.5}$$

Os valores da macro-escala da turbulência são calculados directamente a partir da solução analítica para um escoamento permanente sobre um fundo plano (Huynh Thanh, 1990; Tran Thu, 1995):

$$L = 0.67 z \sqrt{1 - z / \delta_h} \tag{5.6}$$

Trata-se portanto de um modelo K-L de uma equação de fecho. De modo a eliminar o gradiente de pressão associado às formas de fundo, as equações do movimento são reescritas em termos da vorticidade, ξ , e da função de corrente, Ψ :

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - \frac{\partial(\psi, \xi)}{\partial(x, z)} = \nabla^2(\nu_t \xi) - 2 \left(\frac{\partial^2 \nu_t}{\partial z^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x^2} - 2 \frac{\partial^2 \nu_t}{\partial x \partial z} \frac{\partial^2 \psi}{\partial x \partial z} + \frac{\partial^2 \nu_t}{\partial x^2} \frac{\partial^2 \psi}{\partial z^2} \right) \tag{5.7}$$

$$\nabla^2 \psi = \xi \text{ (equação de Poisson)} \tag{5.8}$$

sendo

$$u = \frac{\partial \psi}{\partial z}; \quad w = -\frac{\partial \psi}{\partial x}; \quad \xi = \frac{\partial u}{\partial z} - \frac{\partial w}{\partial x} \tag{5.9}$$

$$\frac{\partial(\Psi, \xi)}{\partial(x, z)} = \frac{\partial \Psi}{\partial x} \frac{\partial \xi}{\partial z} - \frac{\partial \Psi}{\partial z} \frac{\partial \xi}{\partial x} \tag{5.10}$$

De modo a simplificar a resolução numérica das equações do modelo, nomeadamente a imposição das condições de fronteira sobre a superfície da ruga, o domínio físico (x, z) na figura 5.1 sobre um fundo irregular é transformado num domínio rectangular mediante a utilização de coordenadas curvilíneas ortogonais (X, Z) :

$$X = x + \sum_{n=1}^N a_n \exp(-nk_r Z) \sin(nk_r X - \theta_n) \quad (5.11)$$

$$Z = z - \sum_{n=1}^N a_n \exp(-nk_r Z) \cos(nk_r X - \theta_n) \quad (5.12)$$

Nas equações anteriores a_n e θ_n representam, respectivamente, a amplitude e a fase da componente harmónica n que descreve a forma de fundo e $k_r = 2\pi/\lambda_r$ é o número de onda associado ao comprimento de onda, λ_r , da forma de fundo. Os valores de N , a_n e θ_n são determinados de modo a que a superfície da forma de fundo (obtida para $Z=0$) seja idêntica à real, e que é conhecida. Esta transformação de coordenadas é também utilizada nos modelos de Sato et al. (1984) e Blondeaux e Vittori (1990).

As equações do modelo (5.5) - (5.8) escritas em termos da vorticidade e da função de corrente no novo sistema de coordenadas são (Huynh Thanh, 1990):

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} - J \frac{\partial(\Psi, \xi)}{\partial(X, Z)} = J \nabla_{XZ}^2 (v_t \xi) + S \quad (5.13)$$

$$J \nabla_{XZ}^2 \Psi = \xi \quad (5.14)$$

$$\frac{\partial K}{\partial t} - J \frac{\partial(\Psi, K)}{\partial(X, Z)} = 0.8J \left[\frac{\partial}{\partial X} \left(v_t \frac{\partial K}{\partial X} \right) + \frac{\partial}{\partial Z} \left(v_t \frac{\partial K}{\partial Z} \right) \right] - \frac{2v_t K}{3L^2} + P \quad (5.15)$$

$$L = 0.67Z \sqrt{1 - Z/\delta_h} \quad (5.16)$$

onde J representa o jacobiano da transformação, $J = \frac{\partial(X, Z)}{\partial(x, z)}$, cujo valor é determinado a partir do jacobiano da transformação inversa, J_0 ($J = J_0^{-1}$). Os termos S e P nas equações (5.13) e (5.15) representam, respectivamente, os termos de produção da vorticidade e da energia cinética turbulenta. No modelo, estes termos são calculados explicitamente nas coordenadas primitivas (x, z) , pois não se podem calcular de uma forma simples no sistema de coordenadas (X, Z) .

As equações (5.13) – (5.16) do modelo 2DV são discretizadas segundo o método dos volumes de controlo finitos de Patankar e resolvidas por um método ADI (*Alternating Direction Implicit*). A malha considerada tem um passo constante segundo OX mas cresce exponencialmente na direcção vertical, como no modelo CL1DV.

Nas fronteiras do domínio computacional são impostas as seguintes condições:

- (i) Na base da camada limite, $Z = Z_0 = K_N/30$, onde $K_N = 2.5 d_{50}$, representa a rugosidade equivalente de Nikuradse:

$$- \quad u = w = 0 \Leftrightarrow \frac{\partial \Psi}{\partial Z} = \frac{\partial \Psi}{\partial X} = 0 \text{ e } \Psi = 0 \quad (5.17)$$

$$- \quad \xi = J \nabla_{xz}^2 \Psi \approx J \frac{\partial^2 \Psi}{\partial Z^2} \approx \frac{2J\Psi_{jz1}}{(jZ_1 - Z_0)^2} \quad (5.18)$$

Os valores da vorticidade são calculados a partir dos valores da função de corrente relativos ao passo de tempo anterior. O valor da segunda derivada é determinada a partir do desenvolvimento em série de *Taylor* da função no ponto jZ_1 , que representa o segundo ponto da malha na vertical.

- A condição de fluxo nulo é imposta para K , $\partial K / \partial Z = 0$.

- (ii) No topo da camada limite ($Z = \delta_h$):

- A velocidade do escoamento potencial é dada por:

$$U(t) = U_w \sin(\omega t) \quad (5.19)$$

De acordo com a hipótese de que a onda é espacialmente homogénea no comprimento da ruga, então, $\partial \Psi / \partial Z = U(t)$.

- O escoamento fora da camada limite é considerado irrotacional, pelo que $\xi = 0$.
- No caso de uma onda assume-se que a energia cinética turbulenta é nula.

- O nível δ_h é determinado nas simulações numéricas de modo a que esse ponto se encontre fora da camada limite.

(iii) Nas fronteiras laterais do domínio, $X=0$ e $X=\lambda_r$ impõem-se condições de fronteira cíclicas para as grandezas a determinar, ψ , ξ e K .

De modo a descrever a distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos sobre um fundo com rugas incluiu-se no modelo 2DV uma equação de balanço da concentração de sedimentos, C , que tem em conta os processos advectivos e difusivos nas direcções vertical e horizontal:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + \frac{\partial}{\partial x}[uC] + \frac{\partial}{\partial z}[(w - w_c)C] = \frac{\partial}{\partial x}\left[\gamma_t \frac{\partial C}{\partial x}\right] + \frac{\partial}{\partial z}\left[\gamma_t \frac{\partial C}{\partial z}\right] \quad (5.20)$$

O coeficiente de difusividade turbulenta, γ_t , é determinado em função de v_t :

$$\gamma_t = \frac{4}{3}v_t \quad (5.21)$$

Assume-se que a forma da ruga é estacionária ao longo do tempo e que a presença de sedimentos em suspensão não afecta a hidrodinâmica (modelo não acoplado).

No sistema de coordenadas $O(X,Z)$, a equação (5.20) escreve-se, admitindo que a velocidade de queda dos sedimentos é constante:

$$\frac{\partial C}{\partial t} + J \frac{\partial}{\partial X} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial Z} + w_s \frac{\partial x}{\partial Z} \right) C - \gamma_t \frac{\partial C}{\partial X} \right] - J \frac{\partial}{\partial Z} \left[\left(\frac{\partial \psi}{\partial X} + w_s \frac{\partial x}{\partial X} \right) C + \gamma_t \frac{\partial C}{\partial Z} \right] = 0 \quad (5.22)$$

Esta equação é discretizada pelo método dos volume de controlo finitos, à semelhança das equações do modelo de hidrodinâmica. As equações de diferenças finitas resultantes são resolvidas implicitamente na direcção vertical para cada ponto da malha horizontal, pelo que os gradientes horizontais da concentração são calculados explicitamente. De modo a melhorar este procedimento implementou-se um esquema

iterativo em cada passo de tempo. Nos termos advectivos considerou-se um esquema *upstream*.

A condição de fronteira para a concentração de sedimentos na base da camada limite, C_a , é imposta no nível de referência $Z_a = 2 d_{50}$, e é determinada como no modelo CL1DV. No topo da camada limite, $Z=\delta_h$, os valores de C são nulos no caso de uma onda.

5.3 Aplicações e comparações com resultados experimentais

Nesta secção far-se-á a comparação dos resultados obtidos numericamente com o modelo com os resultados experimentais de Sato et al. (1984), de Silva et al. (1999a) e de Ribberink e Al -Salem (1989). As condições experimentais correspondentes são apresentadas na tabela 5.1. Em todos os casos as rugas são bidimensionais e simétricas e o escoamento oscilatório é sinusoidal. As simulações numéricas foram efectuadas numa malha computacional com 33 nós na direcção horizontal e 45 na direcção vertical. O passo de tempo utilizado é de $T/1440$.

5.3.1 Resultados experimentais de Sato, Minura e Watanabe (1984)

Sato et al. (1984) efectuaram medições da velocidade com um sensor de filme quente num escoamento oscilatório gerado num túnel de ondas. A superfície do fundo é composta por rugas artificiais cujas características correspondem às das rugas observadas em experiências efectuadas nas mesmas condições mas com um fundo móvel composto de um sedimento com um diâmetro médio de 0.2 mm. Do conjunto de testes efectuados, seleccionou-se o teste nº 6, em que o escoamento é turbulento na totalidade do ciclo da oscilação. Na tabela 5.1 apresentam-se os valores das variáveis correspondentes a este teste.

Tabela 5.1 – Condições experimentais dos testes

	$d_{50}(\text{mm})$	$w_c(\text{cm/s})$	$T(\text{s})$	$U_w(\text{cm/s})$	$\lambda_r(\text{cm})$	$h_r(\text{cm})$
Sato et al. (1984)	0.2	2.4	4	19.2	12	1.2
Silva et al. (1999)	0.27	4.0	3.6	15.5	7	1.2
Ribberink et al.(1989)	0.21	2.5	5	35.5	25.2	3

As figuras 5.2 e 5.3 ilustram os resultados experimentais na forma de séries temporais das componentes horizontal e vertical da velocidade média, medidas a 0.3 cm acima da crista e da cava da ruga, e de distribuições espaciais do campo da velocidade média para as seguintes fases do escoamento oscilatório: $\omega t = 0^\circ, 36^\circ, 72^\circ, 108^\circ$ e 144° . Os restantes instantes não foram representados dado que o escoamento é simétrico em torno de 0° .

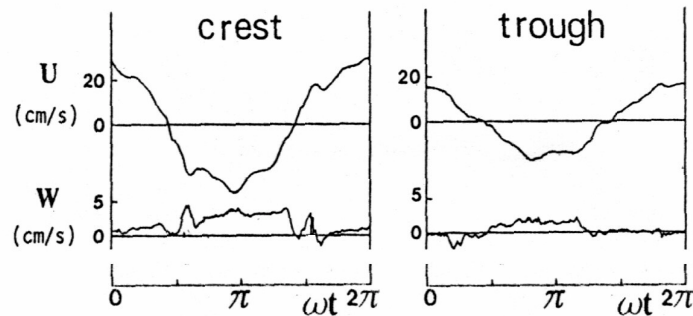


Figura 5.2 – Evolução temporal das componentes horizontal e vertical da velocidade média medidas a 0.3 cm sobre a crista e sobre a cava da ruga (reprodução de Sato et al., 1984)

A análise destas figuras mostra, à semelhança do esquema proposto na figura 2.15, a formação de vórtices na parte posterior da ruga devido à separação do escoamento junto à crista, a partir do instante em que a velocidade média do escoamento é máxima ($0^\circ, 180^\circ$). Estes vórtices continuam a desenvolver-se e a aumentar de dimensão à medida que o escoamento desacelera, até serem ejectados do fundo, após o momento de inversão do escoamento ($90^\circ, 270^\circ$). A passagem dos vórtices ejectados pela crista da ruga é identificada nas séries temporais de u e w pela presença de máximos relativos destes valores nas fases da oscilação $\omega t = 100^\circ$ e 280° . De acordo com os autores, os vórtices ejectados são transportados pelo escoamento numa distância igual a duas vezes o comprimento da ruga.

As figuras 5.4 e 5.5 representam os resultados numéricos obtidos, comparáveis com os resultados experimentais ilustrados nas figuras 5.2 e 5.3. A forma da ruga considerada nas simulações numéricas é determinada pelos seguintes valores das constantes a_n nas equações (5.11) e (5.12) ($a_1=0.58, a_2=0.12, a_3=0.03$ e $a_4=0.01$), que correspondem a uma ruga com uma crista pontiaguda.

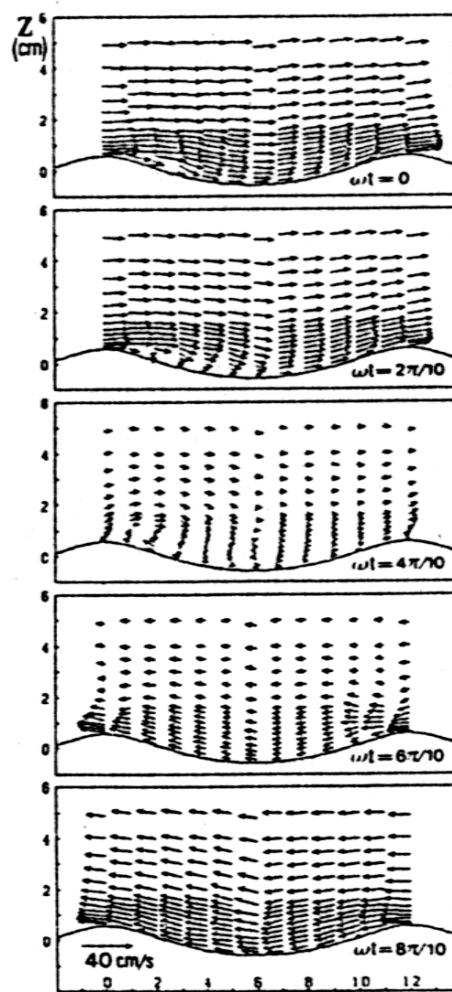


Figura 5.3 – Valores experimentais da distribuição espacial do campo da velocidade média do escoamento para $\omega t = 0^\circ, 36^\circ, 72^\circ, 108^\circ$ e 144° (reprodução de Sato et al. ,1984)

Observa-se, de uma maneira geral, que o modelo simula de modo satisfatório o escoamento que se processa em torno da forma de fundo, em particular, a formação do vórtice que é visível para $\omega t = 72^\circ$. É de salientar, no entanto, que a amplitude das perturbações nos valores de u e w simulados sobre a crista da ruga, após os instantes de inversão do escoamento oscilatório, é menor do que a observada experimentalmente, o que indica que o modelo dissipa rapidamente os vórtices, e que o valor médio da componente w calculado no ciclo da oscilação é diferente do observado.

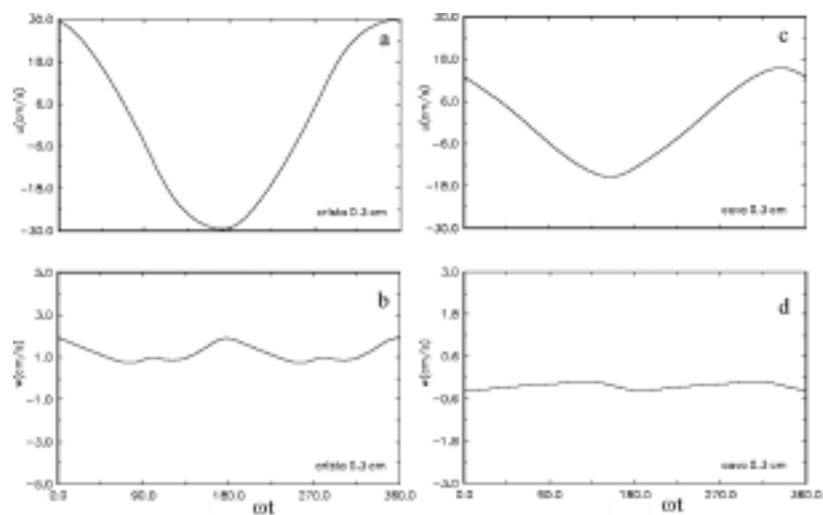


Figura 5.4 – Evolução temporal das componentes horizontal e vertical da velocidade média calculadas a 0.3 cm sobre a crista (a, b) e sobre a cava (c, d) da ruga

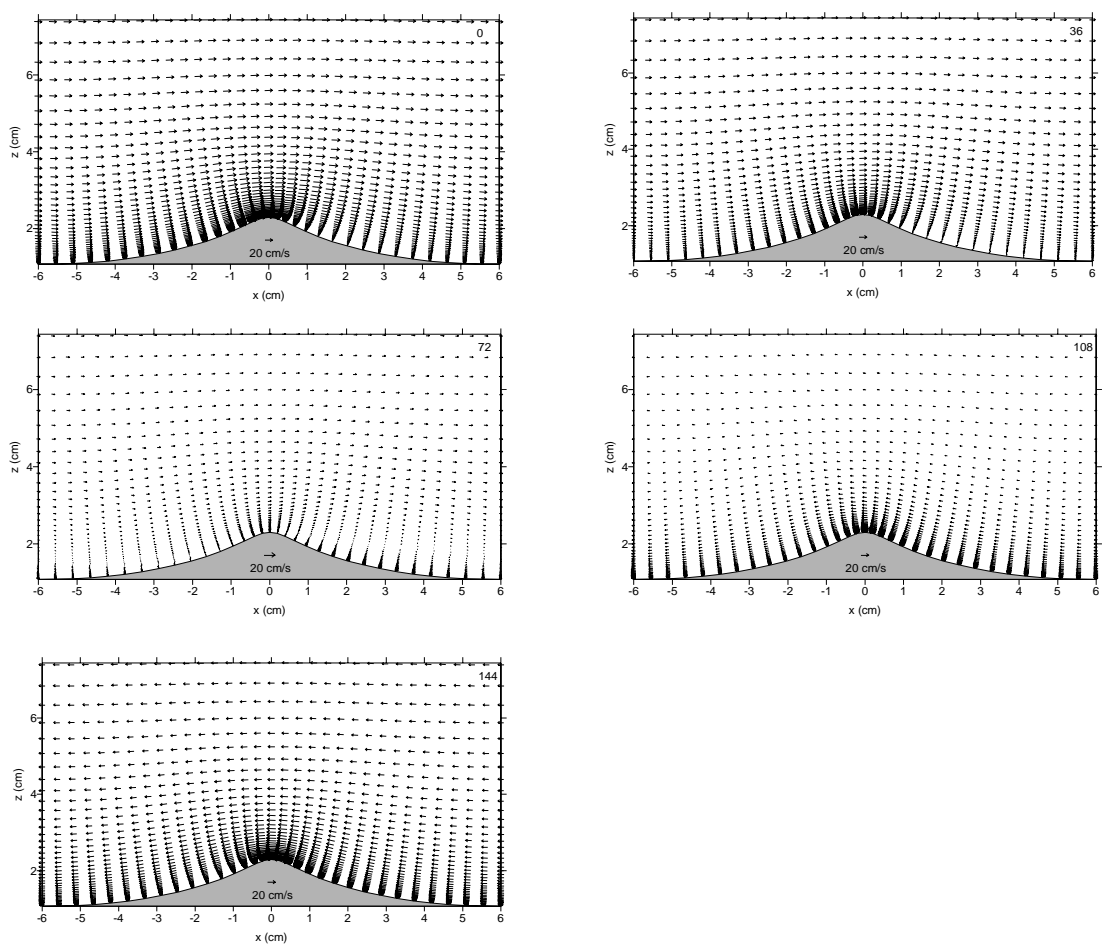


Figura 5.5 – Distribuição espacial do campo da velocidade média calculada para $\omega t = 0^\circ, 36^\circ, 72^\circ, 108^\circ$ e 144°

A figura 5.6 representa a evolução temporal da energia cinética turbulenta calculada a diferentes níveis acima da crista e da cava da ruga. Observa-se que a variação de K acima da crista apresenta valores máximos nas fases em que a velocidade do escoamento é localmente máxima, e nas fases $\omega t = 100^\circ$ e 290° que correspondem à passagem dos vórtices ejectados. Sobre a cava da ruga observam-se apenas dois picos nos valores de K durante um ciclo da oscilação. As distribuições espaciais de K para diferentes fases da oscilação são representadas na figura 5.7. A comparação destas distribuições com o campo da velocidade (figura 5.5) mostra que os valores máximos de K estão associados ao processo de formação e de desenvolvimento dos vórtices. Em particular, na figura 5.7 (144°) observam-se duas regiões que apresentam valores máximos de K : uma corresponde ao vórtice que foi ejectado após o instante de inversão do escoamento e a outra ao vórtice que está em formação junto à crista.

A distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos calculada, relativa ao escoamento em análise, está representada nas figuras 5.8 e 5.9. Observa-se na figura 5.9 que na fase de aceleração do escoamento ($108^\circ, 144^\circ$), os sedimentos que entraram em suspensão devido aos elevados valores da tensão tangencial no fundo junto à crista da ruga são transportados pelo escoamento formando uma pluma que emerge da crista. Nas fases de desaceleração do escoamento ($36^\circ, 72^\circ$), observa-se que os sedimentos que foram postos em suspensão tendem a distribuir-se de modo homogêneo na horizontal, o que indica que a quantidade de sedimentos retida no vórtice é pequena. As séries temporais da concentração de sedimentos nos diferentes níveis apresentam sobre a crista da ruga quatro máximos relativos durante o ciclo da oscilação. No nível $Z=0.3$ cm, os picos observados nas fases 0° e 180° correspondem aos sedimentos que foram arrancados do fundo nos instantes em que a velocidade do escoamento exterior é máxima. Estes sedimentos são transportados para os níveis superiores por difusão turbulenta, pelo que os valores máximos de C a $Z=0.62$ cm e $Z=1.15$ cm ocorrem posteriormente. Por outro lado, observa-se a existência de picos secundários de C que ocorrem simultaneamente a todos os níveis representados nas fases do escoamento oscilatório $\omega t = 100^\circ$ e 290° . Estes picos são a assinatura do vórtice que é ejectado e transportado sobre a crista da ruga, como se tinha visto anteriormente na figura 5.7 para as fases $\omega t = 108^\circ$ e 144° .

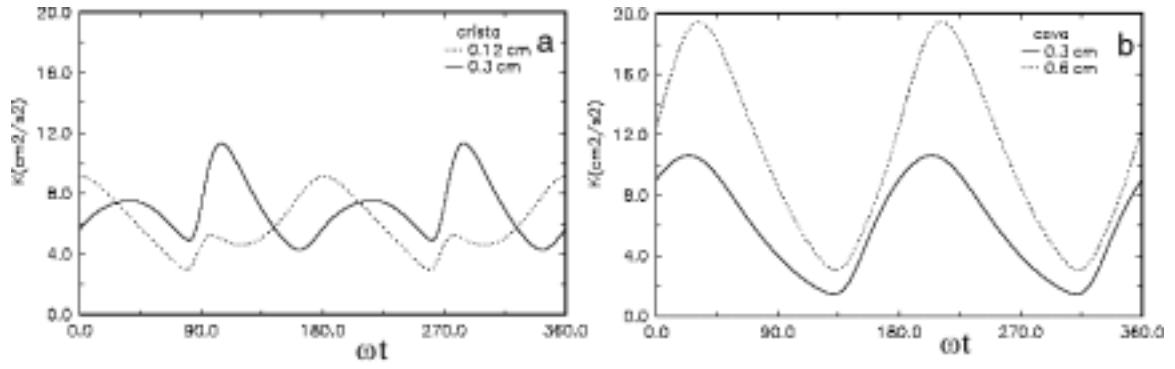


Figura 5.6 – Evolução temporal da energia cinética turbulenta calculada a dois níveis sobre a crista (a) e sobre a cava (b).

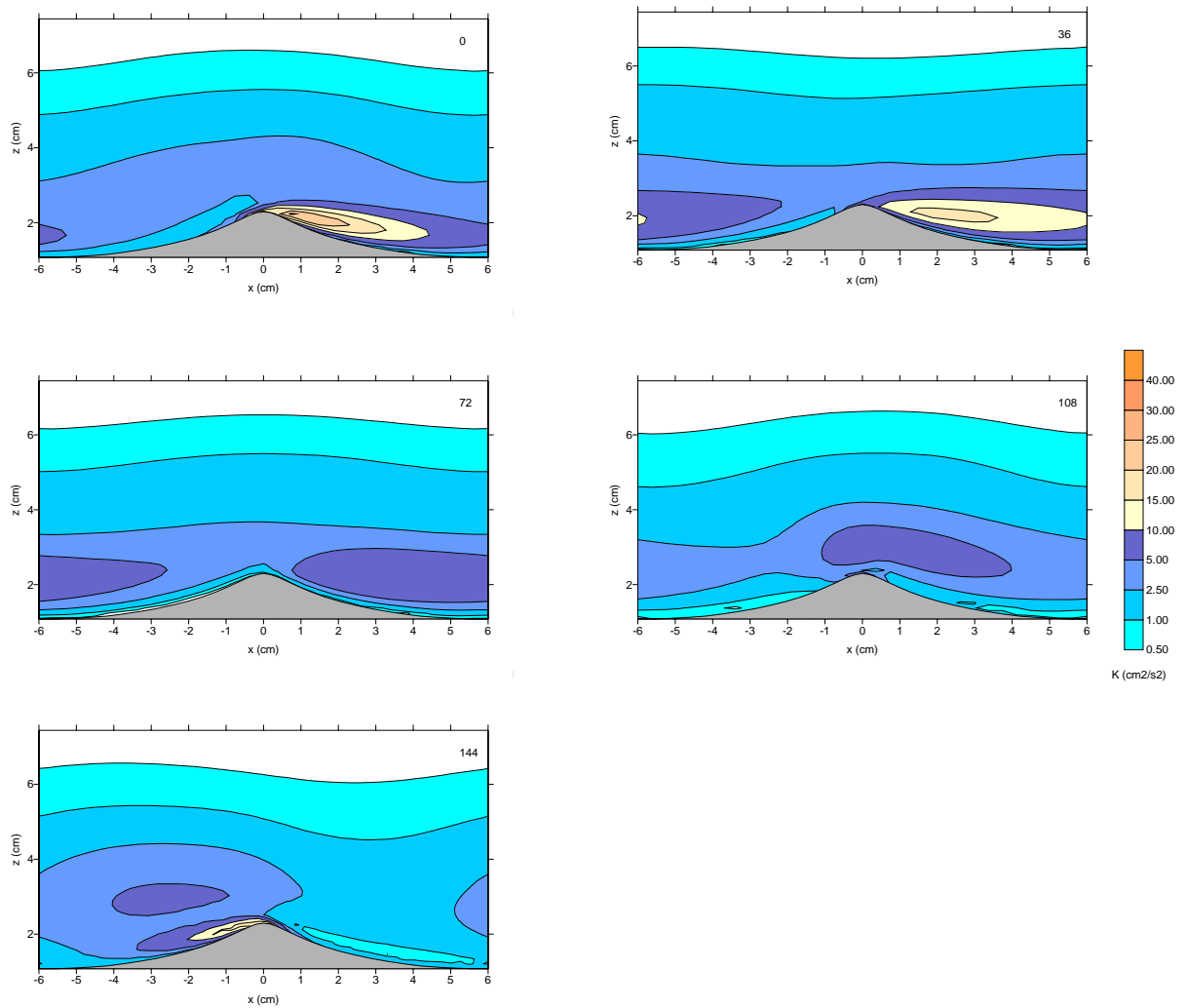


Figura 5.7 – Distribuição espacial da energia cinética turbulenta calculada para $\omega t = 0^\circ$, 36° , 72° , 108° e 144° .

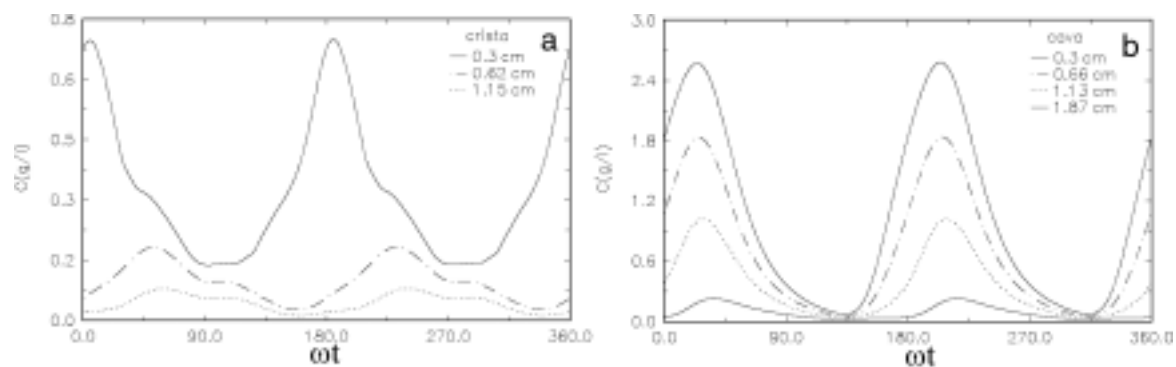


Figura 5.8 – Evolução temporal da concentração de sedimentos calculada a diferentes níveis sobre a crista (a) e sobre a cava (b).

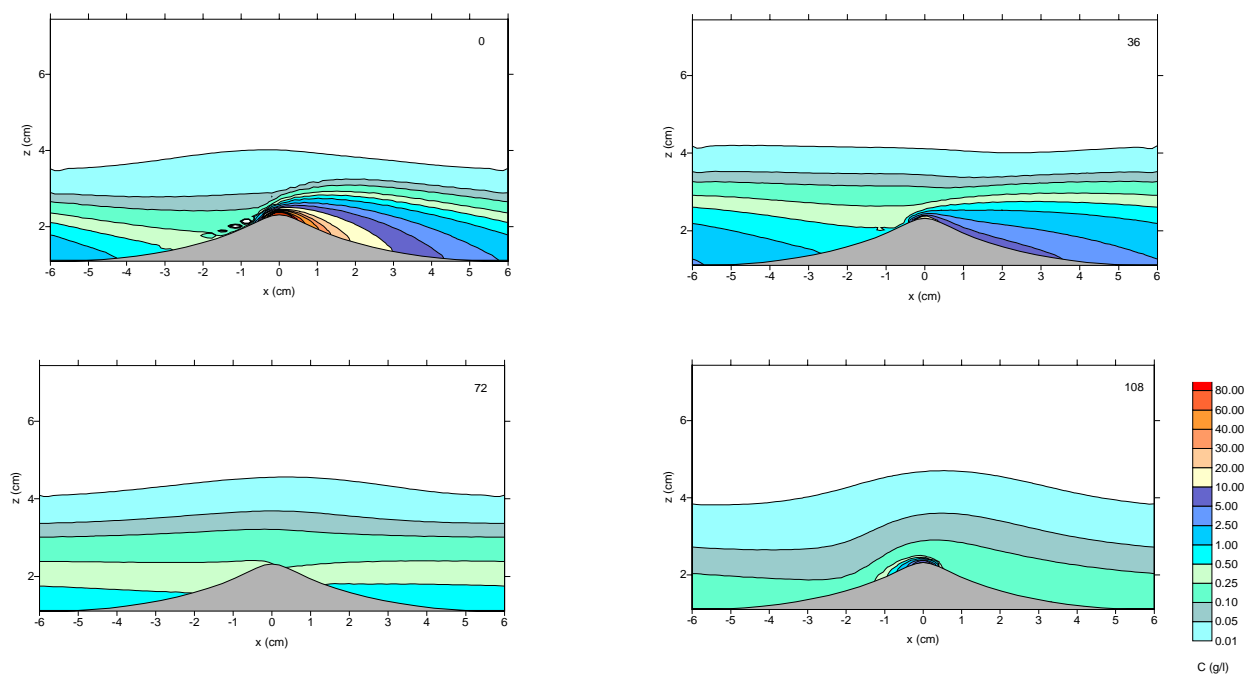


Figura 5.9 – Distribuição espacial da concentração de sedimentos calculada para $\omega t = 0^\circ$, 36° , 72° , 108° e 144° .

5.3.2 Experiências CB

Como foi referido na secção 3.4 do capítulo 3, Silva et al. (1999a) efectuaram medições da velocidade num escoamento oscilatório gerado num túnel de ondas sobre um fundo com rugas artificiais. A instalação experimental utilizada foi construída a partir do canal de ondas existente do DECivil da Universidade de Coimbra e está ilustrada esquematicamente na figura 3.2.

Sobre o fundo do túnel de ondas, a cerca de 2.5 m da extremidade aberta do túnel foi colocado um conjunto de cinco rugas simétricas bidimensionais construídas em alumínio, como se ilustra na figura 5.10. O perfil de cada ruga é descrito pela seguinte relação paramétrica:

$$z = \frac{4h_r}{\lambda_r^2} x^2 - \frac{4h_r}{\lambda_r} x + h_r; \quad 0 \leq x \leq \lambda_r / 2 \quad (5.23)$$

onde h_r representa a altura da ruga (distância da cava à crista). Nas experiências efectuadas consideraram-se os seguintes valores: $\lambda_r=7.0$ cm e $h_r=1.2$ cm ($h_r/\lambda_r=0.17$), que correspondem às características das rugas que em condições reais se formam nos regimes de escoamento simulados. As rugas descritas pela equação (5.23) apresentam cristas pontiagudas que não se observam na realidade, mas permitem fixar o ponto de separação do escoamento (Horikawa e Ikeda, 1990). Na superfície das rugas foi colada areia com um diâmetro médio $d_{50}=0.27$ mm de modo a simular adequadamente a rugosidade de pele.

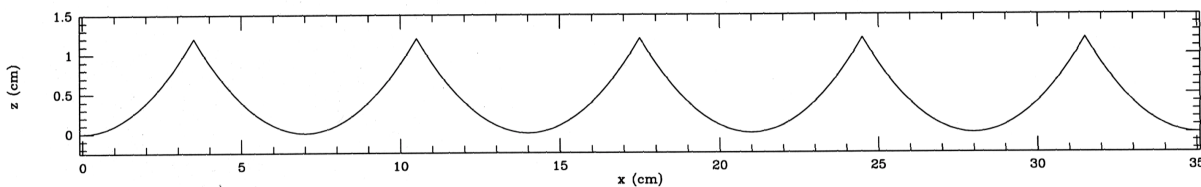


Figura 5.10 – Conjunto de cinco rugas utilizadas na experiência: $\lambda_r=7.0$ cm; $h_r=1.2$ cm

As medições da velocidade do escoamento foram efectuadas com um sistema ADV (*Acoustic Doppler Velocimeter*). Este sistema é um instrumento de elevada precisão que possibilita a medição das 3 componentes da velocidade de um escoamento num pequeno

volume de amostragem cilíndrico localizado a cerca de 5 cm do sensor acústico, portanto numa zona do escoamento que não é perturbada pelo dispositivo de medição.

Foram realizadas três séries de testes referidas como S1, S2 e S3 a que correspondem diferentes períodos de oscilação do batedor, respectivamente, $T_1=3.60$ s, $T_2=3.71$ s e $T_3=5.07$ s. Em todos os casos, a oscilação no batedor é do tipo sinusoidal. Para cada teste foram efectuadas medições das três componentes da velocidade do escoamento a diferentes níveis em duas secções da terceira ruga localizadas a 3.5 mm à esquerda da crista e da cava. Neste artigo referem-se somente os resultados correspondentes à série S1, em que o escoamento é turbulento.

Na tabela 5.2 apresenta-se o nível, z_1 , referido à crista da ruga no qual foram efectuadas as medições ($z_1=z - h_r$). É de referir que devido a limitações da sonda ADV utilizada o nível mais próximo do fundo a que foi possível efectuar medições situa-se a 4 cm do fundo, o que corresponde a $z_1=3.9$ cm sobre a crista e a $z_1=2.6$ cm sobre a cava.

Tabela 5.2 – Nível das medições experimentais sobre a crista e sobre a cava da ruga (Série S1)

Nº teste	1	2	3	4	5	6	7	8	9	10	11	12	13	14	15	16	17
Crista/cava	Cr	Cr	Cr	Cr	Cr	Cr	Cr	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca	Ca
z_1 (cm)	3.9	4.0	4.8	5.7	6.8	7.9	8.9	2.6	2.8	3.1	3.6	4.1	4.6	5.1	6.1	8.1	9.9

A amplitude da velocidade do escoamento exterior, U_w , foi determinada a partir da análise dos registos da componente da velocidade média do escoamento na direcção longitudinal do túnel no nível de medição mais elevado: os valores obtidos são $U_w=15.10$ cm/s sobre a crista e $U_w=16.03$ cm/s sobre a cava.

Os resultados experimentais obtidos consistem em séries temporais das três componentes u , v , e w do campo da velocidade. Os valores da componente horizontal da velocidade na direcção transversal ao túnel (v) são muito inferiores aos das outras duas componentes pelo que não se fará a sua análise.

Para cada conjunto de valores u e w medidos a um determinado nível, j , foram calculadas as médias de conjunto:

$$u_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N u_{i,j}; \quad w_j = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N w_{i,j} \quad (5.24)$$

onde N representa o número de ciclos da oscilação existentes em cada registo (em média $N=20$). Obtém-se deste modo uma série temporal com a duração de um ciclo da oscilação em que o valor da velocidade num determinado instante é a média dos valores da velocidade observados na mesma fase nos N ciclos de oscilação. O critério utilizado para definir cada ciclo de onda no registo observado consistiu em identificar os instantes em que ocorre inversão do escoamento oscilatório, isto é, quando a componente u da velocidade muda de sinal.

Para quantificar a variabilidade do escoamento foram posteriormente calculados os desvios médios quadráticos:

$$\bar{u}_j'^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (u_{i,j} - u_j)^2; \quad \bar{w}_j'^2 = \frac{1}{N} \sum_{i=1}^N (w_{i,j} - w_j)^2 \quad (5.25)$$

A figura 5.11 representa, na forma de distribuições temporais, os valores médios das componentes u e w calculados sobre a cava e sobre a crista para diferentes níveis z_1 onde foram efectuadas as medições. Todos os valores são adimensionalizados pela amplitude da velocidade do escoamento exterior, U_w .

A análise das figuras mostra que a forma da oscilação da componente u nos níveis superiores, que é pouco afectada pela existência das formas de fundo, apresenta um perfil distinto da oscilação que em condições ideais resultaria idêntico ao do movimento sinusoidal do batedor. É de salientar que este facto foi também observado em medições complementares efectuadas sobre o fundo plano longe do conjunto de rugas. Na realidade, observa-se que a duração do segundo meio ciclo da oscilação é menor e que a amplitude da velocidade u é maior em cerca de 12% do que no primeiro meio ciclo da oscilação. As medições da componente w nos níveis acima da camada limite, cuja espessura é da ordem de grandeza de 5 cm, apresentam oscilações e um valor médio não nulo durante o ciclo de onda. A origem destas oscilações pode estar associada a movimentos da parte superior do túnel que foram observados no decorrer da experiência.

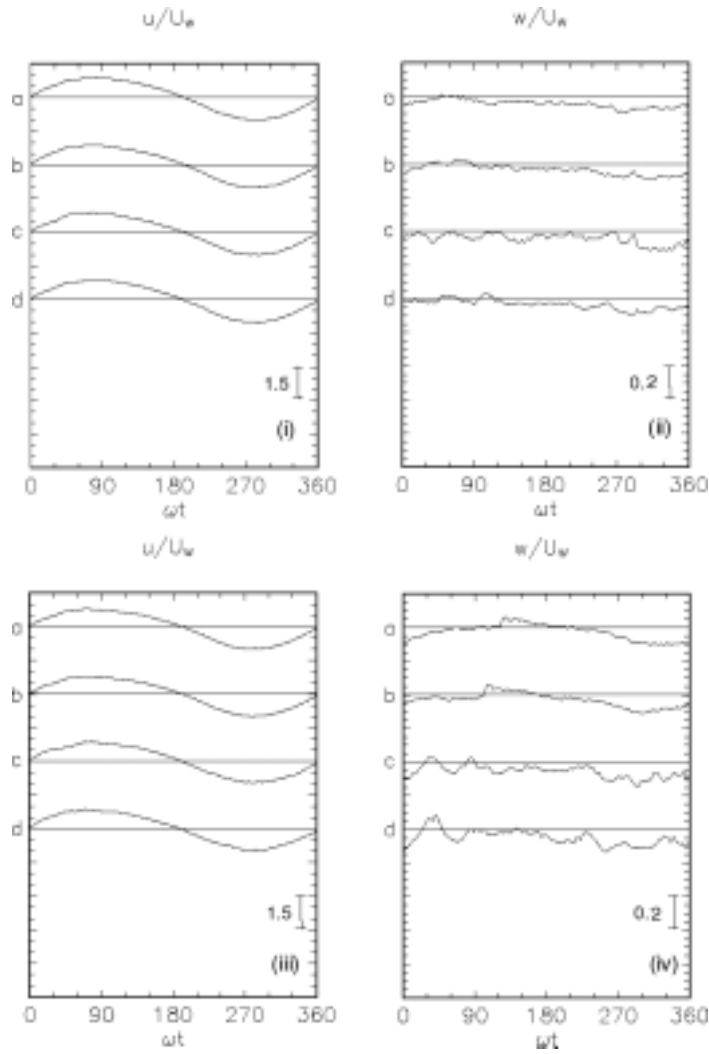


Figura 5.11 – Série S1 - Distribuições temporais dos valores adimensionais de u e w para diferentes níveis sobre a crista (i,ii) - ($z_1(a)=8.9$, $z_1(b)=7.9$, $z_1(c)=4.0$ e $z_1(d)=3.9$ cm) e sobre a cava (iii,iv) - ($z_1(a)=9.9$, $z_1(b)=8.1$, $z_1(c)=2.8$ e $z_1(d)=2.6$ cm)

Nos níveis de medição mais próximos do fundo observa-se que a componente w do campo da velocidade apresenta oscilações com uma escala de tempo inferior relativamente às que são observadas nos níveis superiores. Este facto, que também é evidente em experiências análogas (ver a figura 5.2 relativa às experiências de Sato et al., 1984), está associado com a passagem dos vórtices ejectados após a inversão do sentido do escoamento exterior a esses níveis. Em particular, na figura 5.11 (ii) podemos identificar dois conjuntos de oscilações na componente w da velocidade medida sobre a crista ao

nível d, $z_1=3.9$ cm, um entre 45° e 120° e o outro entre 240° e 300° , que não se observam nos níveis a e b. De modo análogo, na figura 5.11 (iv) no nível d, $z_1=2.6$ cm, sobre a cava, observam-se oscilações entre as fases 30° e 90° e entre 210° e 270° .

Na figura 5.12 representa-se a variação temporal dos desvios médios quadráticos de u e de w em dois pontos sobre a cava da ruga. A característica mais importante observada nesta figura é a ocorrência de picos significativos de \bar{u}'^2 e \bar{w}'^2 no nível $Z_1=2.6$ cm, que traduzem a forte variabilidade do escoamento associada à passagem dos vórtices, e a ausência destes sinais no nível superior, $Z_1=8.1$ cm.

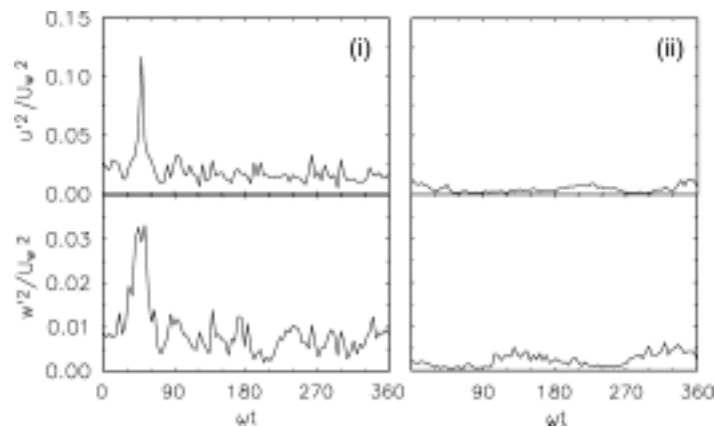


Figura 5.12 – Série S1 - Distribuições temporais de \bar{u}'^2 e \bar{w}'^2 a dois níveis sobre a cava (i) $z_1=2.6$ cm (ii) $z_1=8.1$ cm

Na figura 5.13 comparam-se os resultados numéricos com os resultados experimentais na forma de séries temporais das componentes horizontal e vertical da velocidade no nível de medição mais próximo do fundo sobre a crista e sobre a cava da ruga.

No que respeita à componente horizontal da velocidade, observa-se que o modelo simula correctamente a amplitude e a fase da oscilação. As distribuições temporais da componente vertical da velocidade simulada apresentam perturbações após os instantes de inversão do escoamento exterior. Como se disse anteriormente, estas perturbações são a

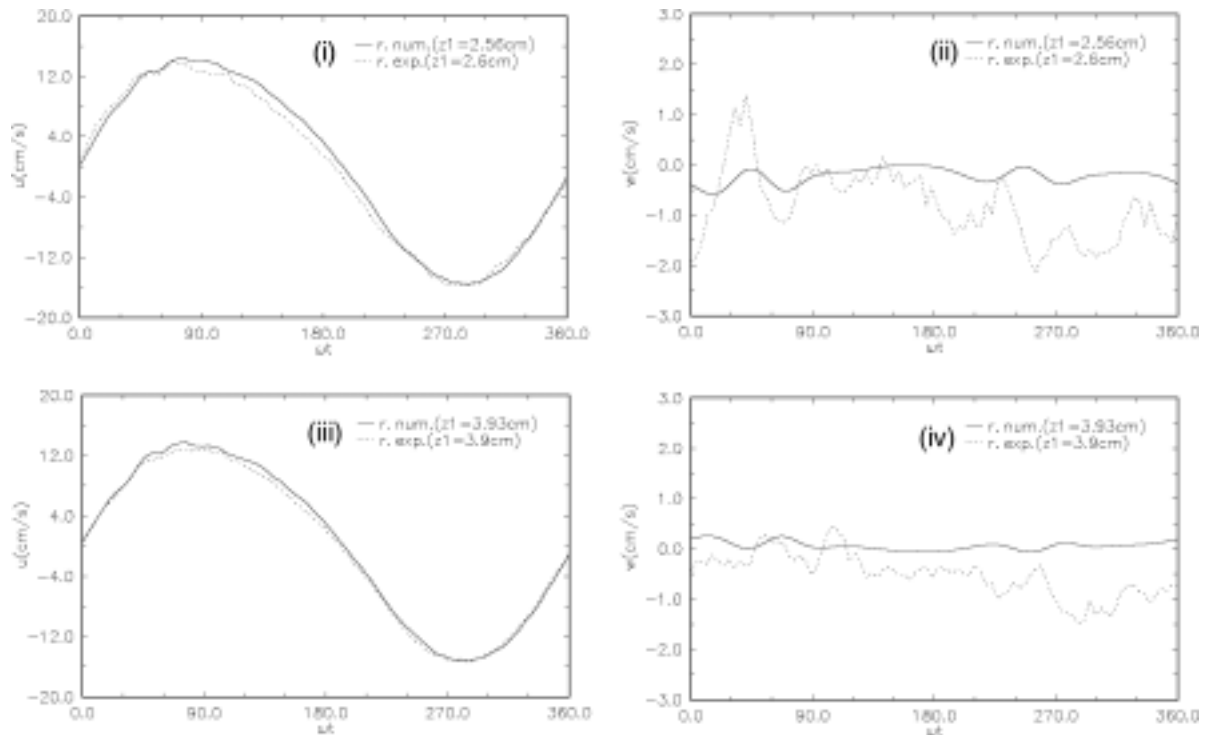


Figura 5.13 – Séries temporais das componentes horizontal e vertical da velocidade média simuladas e observadas sobre a cava (i, ii) e sobre a crista (iii, iv) da ruga

assinatura dos vórtices que são ejectados do fundo e que são transportados pelo escoamento. A forma destas oscilações é semelhante à observada experimentalmente (sobretudo sobre a cava), mas a amplitude das oscilações simuladas numericamente é inferior à amplitude observada. Este facto resulta do modelo dissipar a energia associada aos vórtices que são ejectados a uma taxa superior à que é observada experimentalmente.

De modo a interpretar mais correctamente a origem das perturbações da componente w da velocidade, apresentam-se na figura 5.14 as distribuições espaciais da vorticidade calculadas para diferentes fases do escoamento exterior.

A análise da figura 5.14 mostra a formação de vórtices na parte posterior da ruga devido à separação do escoamento junto à crista nos instantes de aceleração do escoamento. Estes vórtices continuam a desenvolver-se e a aumentar de dimensão à medida que o escoamento desacelera, até serem ejectados do fundo, após o momento de inversão do escoamento (0° e 180°). O nível de medição mais próximo do fundo sobre a crista ($z_1=3.9$ cm) encontra-se numa região que é praticamente exterior ao escoamento perturbado pela forma de fundo, o que justifica a fraca variabilidade dos resultados numéricos ilustrados na figura 5.13 (iv).

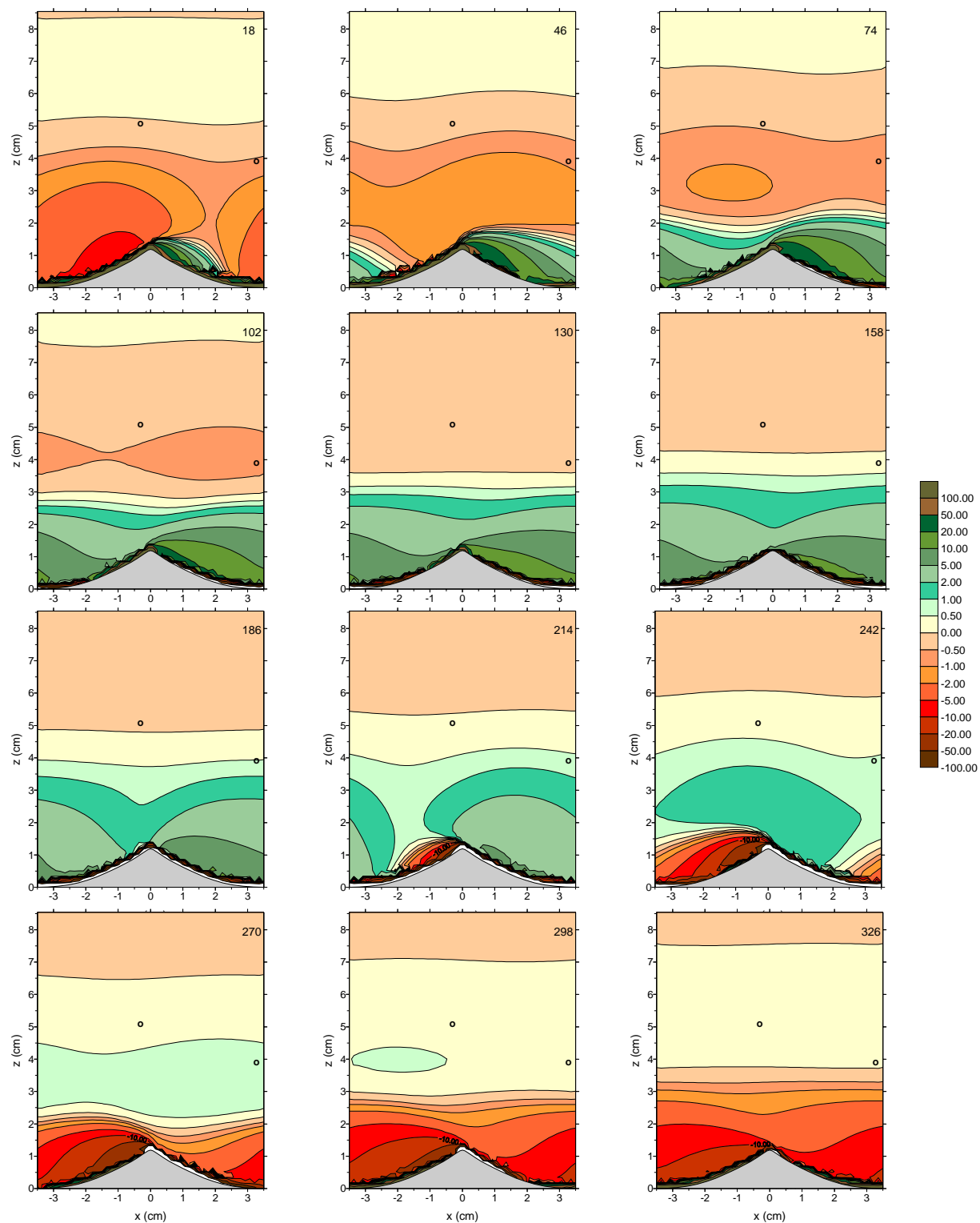


Figura 5.14 – Distribuição espacial do campo da vorticidade (s^{-1}) calculado para diferentes fases do escoamento. Os níveis mais próximos do fundo onde foram efectuadas as medições estão assinalados com os símbolos o

No nível de medição $z_1 = 2.6$ cm sobre a cava, o campo da vorticidade apresenta variações entre as fases 0° e 90° que estão associadas ao processo de ejeção do vórtice formado à esquerda da crista durante o segundo meio ciclo da oscilação e à passagem do vórtice desenvolvido na ruga adjacente e que é advectado pelo escoamento no sentido positivo do eixo Ox. As variações da vorticidade entre as fases 210° e 300° podem ser explicadas de modo análogo. A componente vertical da velocidade média simulada apresenta oscilações para estas fases, como se pode verificar na figura 5.13 (ii).

5.3.3 Resultados experimentais de Ribberink e Al-Salem (1989)

Das experiências realizadas por Ribberink e Al-Salem (1989) no túnel de ondas LOWT, seleccionámos para a comparação com os resultados numéricos o teste nº 4, cujas condições experimentais são apresentadas na tabela 5.1.

A forma da ruga considerada nas simulações é determinada por dois ramos de parábola:

$$z = \frac{4h_r}{\lambda_r^2} x^2 + \frac{4h_r}{\lambda_r} x + \frac{h_r}{2}, \quad -\frac{\lambda_r}{2} < x < 0 \quad \text{e} \quad z = \frac{4h_r}{\lambda_r^2} x^2 - \frac{4h_r}{\lambda_r} x + \frac{h_r}{2}, \quad 0 < x < \frac{\lambda_r}{2} \quad (5.26)$$

A figura 5.15 ilustra as distribuições verticais da concentração volumétrica média num ciclo da oscilação sobre a crista e sobre a cava da ruga. Nesta figura a origem do referencial está colocada a meia altura da ruga. A comparação dos resultados numéricos com os resultados experimentais mostra que o modelo simula razoavelmente as distribuições representadas.

A sensibilidade dos resultados numéricos à velocidade de queda dos sedimentos está ilustrada na figura 5.16. As distribuições verticais da concentração de sedimentos foram calculadas com $w_c = 1.9, 2.5$ e 3.7 cm/s, que correspondem às velocidades de queda dos grãos de sedimentos com dimensões d_{20} , d_{50} e d_{85} da distribuição da granulometria utilizada na experiência. Observa-se que os resultados numéricos obtidos com a dimensão do grão do sedimento mais fino descrevem melhor a concentração média nos níveis mais elevados, enquanto que, pelo contrário, nos níveis inferiores da camada limite, a figura

5.16 sugere que os resultados numéricos obtidos com a granulometria superior são os que melhor se aproximam dos resultados experimentais.

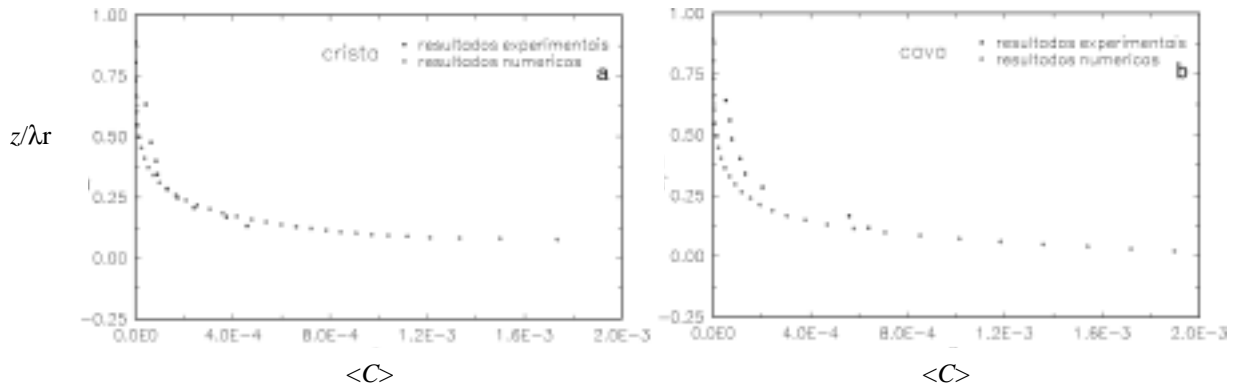


Figura 5.15 – Comparações entre as distribuições verticais calculadas e medidas da concentração volumétrica média num ciclo da oscilação, sobre a crista (a) e sobre a cava (b) da ruga

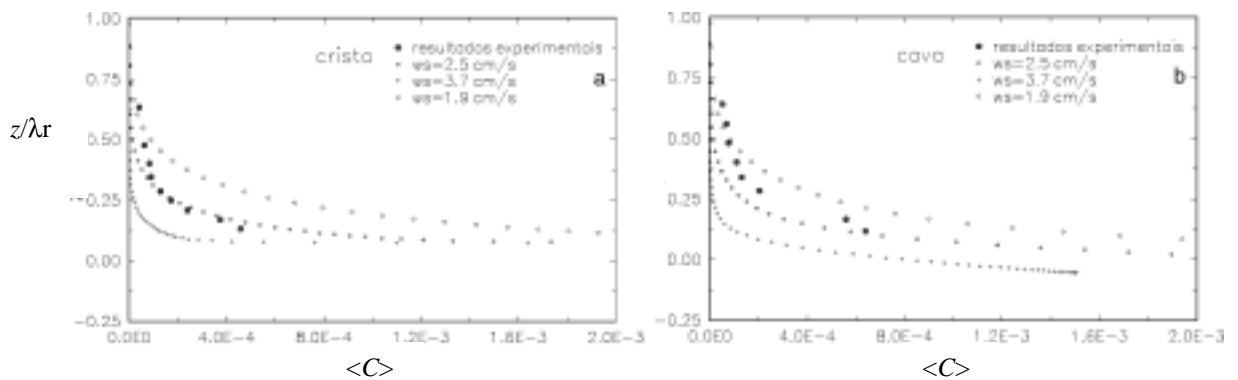


Figura 5.16 – Distribuições verticais da concentração volumétrica média num ciclo da oscilação, sobre a crista (a) e sobre a cava (b) da ruga, calculadas com diferentes velocidades de queda do sedimento

5.4 Conclusões

O campo do escoamento e o processo de transporte de sedimentos num escoamento oscilatório sobre um fundo com rugas, é mais complexo do que o que se observa sobre um fundo plano, quando o regime do transporte é de *sheet flow* (ver capítulo 4). A complexidade do problema advém do facto de as formas presentes no fundo determinarem

as tensões tangenciais exercidas pelo escoamento no fundo, e do facto de se formarem vórtices, através da separação do escoamento junto à crista das rugas. Estas estruturas, ao reterem os sedimentos que se encontram em suspensão, influenciam o transporte sedimentar (os efeitos não estacionários tornam-se mais importantes).

Para simular o campo do escoamento sobre um fundo com rugas considerou-se o modelo bidimensional da camada limite de fundo de Tran Thu (1995). Este modelo foi melhorado mediante o acoplamento de uma equação de balanço para a concentração de sedimentos.

De modo a obter um conjunto de resultados experimentais que pudessem validar as grandezas hidrodinâmicas calculadas pelo modelo, foi desenvolvido trabalho experimental num túnel de ondas que foi construído a partir do canal de ondas existente no DECivil da Universidade de Coimbra. A aplicação do modelo a este conjunto de resultados experimentais e aos resultados de Sato et al. (1984), permitem concluir que o modelo descreve a formação e o desenvolvimento de vórtices durante um ciclo da oscilação. Porém, as soluções obtidas mostram que o modelo dissipa a energia dos vórtices, após estes serem ejectados do fundo, a uma taxa que é superior que é observada experimentalmente.

No que respeita à distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos, o modelo produz resultados plausíveis: durante o ciclo da oscilação, o modelo prevê a formação de plumas de sedimentos associadas aos vórtices desenvolvidos. A comparação dos resultados numéricos com resultados experimentais da distribuição média da concentração de sedimentos na coluna de água, mostra que o modelo simula correctamente essa distribuição. Não foram efectuadas, por enquanto, aplicações do modelo para quantificar a taxa de transporte de sedimentos.

Capítulo 6

Formulação e análise do modelo paramétrico de transporte de sedimentos

6.1 Introdução

Neste capítulo é apresentado um modelo de transporte de sedimentos que tem em conta os efeitos não estacionários decorrentes do tempo de deposição dos sedimentos em suspensão. O modelo tem como base a teoria exposta originalmente por Dibajnia e Watanabe (1992).

O modelo é formulado inicialmente para um escoamento na forma de uma onda sinusoidal ou de uma onda assimétrica não linear (onda de *Stokes* ou onda cnoidal) na presença de uma corrente média colinear. Na maior parte dos casos de interesse que ocorrem na natureza estamos em presença de uma hidrodinâmica mais complexa em que a onda e a corrente não são colineares e o campo da ondulação é descrito por um espectro. Deste modo, nas secções 6.5 e 6.6 são apresentadas, respectivamente, as fórmulas particulares que o modelo assume para o caso de ondas e correntes não colineares e para o caso de uma corrente permanente. A extensão do modelo para o caso de ondas irregulares será efectuada no âmbito do capítulo 7, onde são apresentadas as aplicações do modelo a diferentes condições do escoamento.

6.2 Formulação do modelo: ondas e correntes colineares

A figura 6.1 ilustra o perfil típico da velocidade do escoamento junto ao fundo, $u(t)$, associado à passagem de uma onda na presença de uma corrente ambiente com intensidade U_0 . O coeficiente de assimetria da onda é definido por:

$$r = \frac{u_{wc} - u_{wt}}{u_{wc} + u_{wt}} \quad (6.1)$$

onde u_{wc} e u_{wt} representam, respectivamente, os valores máximos da velocidade na crista e na cava da onda.

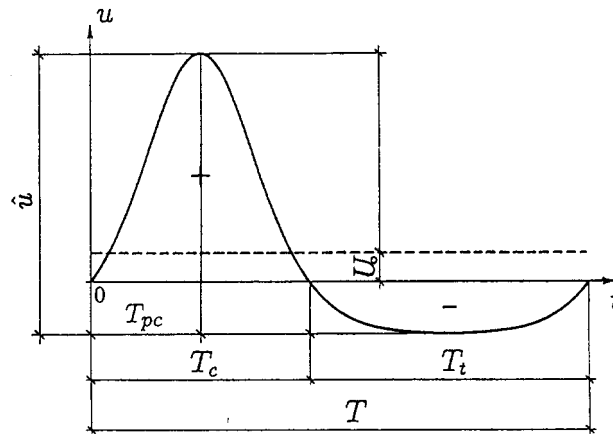


Figura 6.1 - Perfil da velocidade junto ao fundo

A taxa média de transporte de sedimentos num ciclo da oscilação com período T pode ser calculada integrando o transporte em cada meio ciclo da oscilação, com durações T_c e T_t , e tomando posteriormente a diferença entre as quantidades calculadas. Com base em resultados experimentais do transporte sedimentar obtidos num túnel de ondas em condições de fundo plano (*sheet flow*) e para um diâmetro mediano $d_{50} = 0.2$ mm, Dibajnia e Watanabe (1992) mostraram que tal procedimento é correcto se os transportes de sedimentos correspondentes a cada meio ciclo da oscilação forem independentes entre si. Estes autores verificaram que para os perfis de velocidade mais assimétricos os sedimentos que foram mobilizados durante o primeiro meio ciclo da oscilação com duração T_c e para o qual a velocidade é positiva, permaneciam em suspensão sendo transportados pelo

escoamento no meio ciclo seguinte. A existência da interacção de fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação contribui para uma diminuição do transporte médio no sentido da propagação da onda, podendo inclusive observar-se casos em que o transporte se processa no sentido contrário ao da propagação da onda. Como se referiu anteriormente na secção 3.3 foram descritos resultados experimentais semelhantes por Ribberink e Chen em 1993 e Dohmen-Janssen (1999) no caso de sedimentos finos ($d_{50} = 0.13 \text{ mm}$) no regime de *sheet flow*. Existe assim a evidência experimental de que sob certas condições do escoamento e da dimensão do grão de sedimento as condições de estacionaridade deixam de ser válidas.

Dibajnia e Watanabe (1992) propuseram um modelo para o cálculo do transporte total de sedimentos, que inclui o transporte por arrastamento e em suspensão, que tem em consideração o mecanismo de interacção dos fluxos de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação. A taxa média de transporte de sedimentos num ciclo da oscilação é calculada a partir da diferença entre as quantidades de sedimento transportadas nas direcções positiva e negativa. A quantidade de sedimentos transportados na direcção positiva tem duas contribuições: uma refere-se à quantidade de sedimento que foi mobilizado, transportado e depositado durante o primeiro meio ciclo da oscilação ($0 < t < T_c$) - Ω_c (o índice *c* refere-se à crista); a outra refere-se à quantidade de sedimento que tendo sido mobilizado durante o meio ciclo da oscilação precedente ($-T_t < t < 0$) não chegou a depositar-se sendo agora transportado no sentido de propagação da onda - Ω_t' (o índice *t* refere-se à cava). O mesmo raciocínio aplica-se para a quantidade de sedimento transportado na direcção negativa (segundo meio ciclo da oscilação): as duas contribuições são neste caso representadas pelas grandezas Ω_t e Ω_c' . Este comportamento é expresso pela grandeza Γ , a partir da qual se irá calcular o transporte sedimentar:

$$\Gamma = \frac{u_c T_c (\Omega_c^3 + \Omega_t'^3) - u_t T_t (\Omega_t^3 + \Omega_c'^3)}{(u_c + u_t)T} \quad (6.2)$$

Na equação anterior u_c e u_t representam as amplitudes da velocidade equivalente sinusoidal para o meio ciclo de onda positivo e negativo do perfil da velocidade, respectivamente, e são definidos por:

$$u_c^2 = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} u^2(t) dt \quad u_t^2 = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^T u^2(t) dt \quad (6.3)$$

A taxa média de transporte total no ciclo da oscilação, $\langle q_s \rangle$, é dada por:

$$\frac{\langle q_s \rangle}{W_0 d_{50}} = \alpha |\Gamma|^\beta \frac{\Gamma}{|\Gamma|} \quad (6.4)$$

onde α e β são constantes empíricas do modelo e W_0 representa na formulação original de Dibajina e Watanabe a velocidade de queda das partículas de sedimento, $W_0 = w_c$. Para o conjunto de resultados experimentais referido no início desta secção, estes autores propuseram os seguintes valores: $\alpha = 0.001$ e $\beta = 0.55$.

O mecanismo de interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação é descrito no modelo em termos do tempo de deposição das partículas de sedimento. Se o tempo de queda (T_{queda}) das partículas do sedimento que foram mobilizadas no meio ciclo da oscilação positivo for inferior ou igual a uma fracção ω_{cr} da duração desse meio ciclo, T_c , todo o sedimento é transportado pelo escoamento no sentido positivo. Nestas condições, $\Omega_c' = 0$. Se, pelo contrário, o tempo de queda excede o valor crítico, $T_c \omega_{cr}$, considera-se que existe uma certa quantidade de sedimento, cujo valor é proporcional a essa diferença, que permanece em suspensão e que é transportado no sentido contrário. Nestas condições, $\Omega_c' \neq 0$: a existência de interacção tem como consequência uma redução do transporte sedimentar no sentido positivo.

Definindo a razão entre T_{queda} e a duração de cada meio ciclo da oscilação por ω_i (com $i = c, t$), os parâmetros Ω_i e Ω_i' ($i = c, t$) são estimados da seguinte forma:

$$\text{se } \omega_i \leq \omega_{cr} \quad (X_i \geq 1) \quad \begin{cases} \Omega_i = \Psi_i \\ \Omega_i' = 0 \end{cases} \quad (6.5)$$

$$\text{se } \omega_i \geq \omega_{cr} \quad (X_i < 1) \quad \begin{cases} \Omega_i = \frac{\omega_{cr}}{\omega_i} \Psi_i \\ \Omega_i' = \Psi_i - \Omega_i = (1 - \frac{\omega_{cr}}{\omega_i}) \Psi_i \end{cases} \quad (6.6)$$

A quantidade de sedimentos mobilizada pelo escoamento em cada meio ciclo da oscilação é determinada em função do número de mobilidade equivalente:

$$\Psi_i = \frac{u_i^2}{(s-1)gd_{50}} \quad (6.7)$$

O valor de Ω_i na equação (6.6) representa um valor saturado:

$$\Omega_i = \omega_{cr} \frac{2w_c T_i}{d_{50}} \quad (6.8)$$

isto é, a quantidade do sedimento transportado e depositado no meio ciclo da oscilação i , permanece constante mesmo se se aumentar a amplitude da velocidade equivalente.

As condições de validade das equações (6.5) e (6.6) podem ser rescritas fazendo intervir o parâmetro X_i , definido como:

$$X_i = \frac{\omega_{cr}}{\omega_i} \quad (6.9)$$

Assim a equação (6.5) é aplicada se $X_i \geq 1$ e a equação (6.6) no caso em que $X_i < 1$. A grandeza X_i constitui no modelo de Dibajnia e Watanabe um parâmetro indicativo da importância dos processos não estacionários no transporte de sedimentos.

6.3 Determinação dos parâmetros ω_i e ω_{cr}

O tempo de queda das partículas do sedimento que intervém no cálculo do parâmetro ω_i é determinado por:

$$T_{queda} = \frac{\Delta_s}{w_c} \quad (6.10)$$

Δ_s representa a espessura da camada de sedimentos em suspensão¹. Esta quantidade é determinada assumindo as seguintes hipóteses (Dibajnia e Watanabe, 1992):

- as partículas do sedimento movem-se com a mesma velocidade do fluido;
- a energia cinética média do escoamento em cada meio ciclo da oscilação (E_k) é totalmente convertida em energia potencial (E_p).

Nestas condições:

$$\Delta_{s,i} = \frac{E_k}{E_p} = \frac{1}{2} \frac{u_i^2}{(s-1)g} \quad (i = c, t) \quad (6.11)$$

Atendendo à definição de ω_i , obtém-se que :

$$\omega_i = \frac{T_{queda}}{T_i} = \frac{u_i^2}{2(s-1)g\omega_c T_i} \quad (6.12)$$

A análise da equação (6.11) mostra que a espessura Δ_s é independente do diâmetro do grão de sedimento e das formas de fundo. Este resultado, que decorre das hipóteses assumidas, revela-se como inadequado como será analisado no Capítulo 7, tendo em conta os resultados experimentais de Dohmen-Janssen (1999).

O valor de ω_{cr} para o regime de *sheet flow* foi determinado por Dibajnia e Watanabe (1992) mediante a análise da figura 6.2, que relaciona os valores experimentais da taxa de transporte adimensional, média num ciclo da oscilação, com ω_c . Observa-se que o transporte tem um valor máximo para valores de ω_c na vizinhança de 1. Para valores superiores de ω_c , observa-se uma diminuição do transporte decorrente do mecanismo de interacção referido. Deste modo, os autores propuseram o valor de $\omega_{cr} = 1$.

¹ No artigo original de Dibajnia e Watanabe, Δ_s é referido como sendo a espessura da camada de *sheet flow*, δ_{sf} . Na realidade o valor de Δ_s dado pela equação (6.11) é superior a δ_{sf} tendo-se optado por denominar Δ_s como a espessura da camada de sedimentos em suspensão.

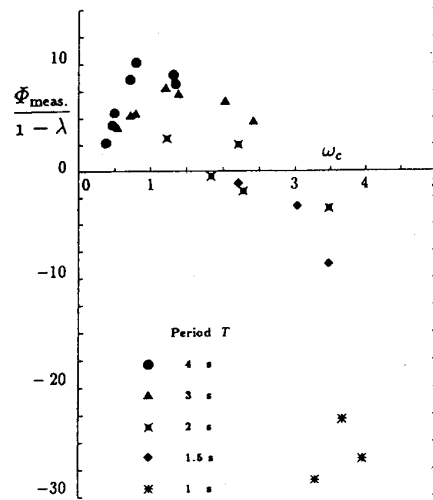


Figura 6.2 – Relação entre a taxa de transporte adimensional (Φ) e o parâmetro ω_c (λ representa a porosidade) (reprodução de Dibajnia e Watanabe, 1992).

Apesar do modelo de transporte de sedimentos exposto ter sido desenvolvido inicialmente para condições de *sheet flow*, a sua extensão para o caso de um fundo irregular com rugas é possível dada a generalidade da equação (6.2) que determina o parâmetro Γ . Na presença de rugas, uma grande parte do sedimento que é mobilizado do fundo durante um meio ciclo da oscilação fica retido nos vórtices que são advectados pelo escoamento no meio ciclo da oscilação seguinte. A interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação é neste caso bastante efectiva. Este processo pode ser descrito no modelo mediante a diminuição do valor crítico ω_{cr} , o que corresponde a uma diminuição do parâmetro X_i . De acordo com Dibajnia (1995) se o escoamento se processa sobre um fundo irregular com rugas, $\omega_{cr} = 0.03$. Na zona de transição entre o fundo com rugas e o fundo plano, o valor de ω_{cr} deverá variar gradualmente entre os dois limites propostos em função do parâmetro de *Shields* de pele, θ_s , (Dibajnia, 1995)²:

$$\begin{aligned}
 \text{se } \theta_s \leq 0.2 & \quad \omega_{cr} = 0.03 \\
 \text{se } 0.2 \leq \theta_s \leq 0.6 & \quad \omega_{cr} = 1 - 0.97 \sqrt{1 - ((\theta_s - 0.2)/0.4)^2} \\
 \text{se } 0.6 \leq \theta_s & \quad \omega_{cr} = 1
 \end{aligned} \tag{6.13}$$

² Dibajnia e Watanabe (1992) consideraram que o fundo é plano para os valores de θ_s superiores a 0.6.

A figura 6.3 ilustra a variação de ω_{cr} em função do parâmetro de *Shields* de pele de acordo com a equação anterior.

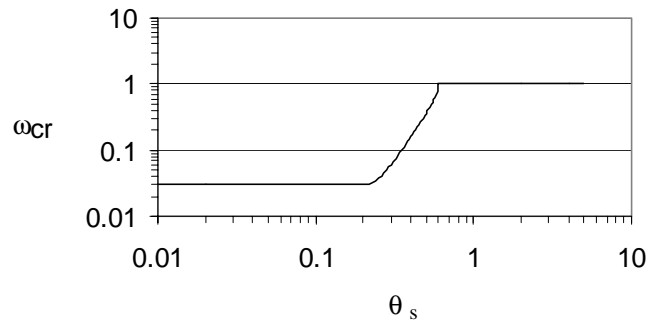


Figura 6.3 – Variação do valor crítico, ω_{cr} , em função do parâmetro de *Shields* de pele de acordo com a equação (6.13).

6.4 Determinação das velocidades equivalentes (u_c, u_t) e da duração de cada meio período da oscilação (T_c, T_t)

De acordo com as equações (6.2) e (6.4), a taxa de transporte de sedimentos média num ciclo da oscilação é calculada em termos da velocidade equivalente sinusoidal, u_c e u_t , da duração de cada meio período da oscilação, T_c e T_t , e das características do sedimento, ρ_s e d_{50} .

Considere-se o caso de um escoamento que resulta da sobreposição linear de uma corrente com intensidade, U_0 , e de uma onda periódica com velocidade orbital $u_w(t)$. Considera-se em primeira aproximação que a onda e a corrente são colineares. No caso contrário, U_0 deve ser entendido como a componente da velocidade da corrente na direcção da onda. A componente horizontal da velocidade do escoamento no topo da camada limite de fundo escreve-se como:

$$u(t) = U_0 + u_w(t) \quad (6.14)$$

O valor da velocidade equivalente pode ser calculado mediante a integração numérica das equações (6.3), e o tempo de duração de cada meio ciclo da oscilação

identificado. No caso em que a função $u(t)$ é conhecida analiticamente, mostra-se que aquelas grandezas podem escrever-se de um modo geral como:

$$u_c = u_{rms} \gamma_c \quad , \quad T_c = t^* T \quad (6.15)$$

$$u_t = u_{rms} \gamma_t \quad , \quad T_t = (1-t^*) T \quad (6.16)$$

onde γ_c , γ_t e t^* são parâmetros que dependem exclusivamente do coeficiente de assimetria da onda, r , da velocidade da corrente, U_0 , e de u_{rms} que representa a velocidade média quadrática do escoamento associado à onda:

$$u_{rms}^2 = \frac{1}{T} \int_0^T u_w^2(t) dt \quad (6.17)$$

Os valores de u_{rms} , γ_c , γ_t e t^* dependem do tipo de escoamento e das diferentes formulações que descrevem a onda. Nesta secção são deduzidas as expressões analíticas desses parâmetros para o caso de um escoamento associado a uma onda regular não linear na presença de uma corrente média. Consideram-se diferentes teorias aproximativas para a onda: onda de *Stokes* de 2ª ordem, que inclui como caso particular a onda sinusoidal, e a onda cnoidal. Na realidade, as ondas são irregulares e as suas características são dadas pela natureza do espectro (por exemplo, o espectro de *Jonswap*). A análise da série temporal da velocidade permite calcular u_{rms} e os valores de T_c , T_t , u_c e u_t , em função das características do espectro (por exemplo, H_s e T_p). Pode-se então calcular o débito sedimentar segundo o mesmo princípio. A questão de se poder calcular o transporte associado a ondas irregulares por uma onda regular equivalente será abordada no capítulo 7.

6.4.1 Onda de *Stokes* de 2ª ordem /onda sinusoidal na presença de uma corrente média

A evolução temporal da componente horizontal da velocidade orbital para uma onda de *Stokes* de 2ª ordem é dada por:

$$u_w(t) = u_1 \cos(\omega t) + u_2 \cos(2\omega t) \quad (6.18)$$

onde ω representa a frequência angular da onda e u_1 e u_2 as amplitudes dos dois harmónicos. A velocidade média quadrática da onda e o coeficiente de assimetria exprimem-se em função de u_1 e u_2 :

$$r = \frac{u_2}{u_1} \quad ; \quad u_{rms}^2 = \frac{1}{2}(u_1^2 + u_2^2) \quad (6.19)$$

e

$$u_w(t) = u_{rms} \sqrt{\frac{2}{1+r^2}} (\cos(\omega t) + r \cos(2\omega t)) \quad (6.20)$$

A análise da equação (6.20) mostra que a parte oscilatória do campo da velocidade pode ser escrita como:

$$u_w(t) = u_{rms} g(r, t) \quad (6.21)$$

com

$$g(r, t) = \sqrt{\frac{2}{1+r^2}} (\cos(\omega t) + r \cos(2\omega t)) \quad (6.22)$$

onde $\langle g(r, t) \rangle = 0$ e $\langle g^2(r, t) \rangle = 1$. O símbolo $\langle \rangle$ representa a média temporal no ciclo da oscilação. Introduzindo a equação (6.21) na equação (6.14) e definindo o coeficiente r_0 como:

$$r_0 = \frac{U_0}{u_{rms}} \quad (6.23)$$

a equação (6.14) pode ser escrita de uma maneira geral como:

$$u(t) = u_{rms} (r_0 + g(r, t)) \quad (6.24)$$

A figura 6.4 ilustra o perfil da velocidade correspondente a uma onda de *Stokes* de 2ª ordem com $r = 0.3$ na presença de uma corrente média com $r_0=0.5$.

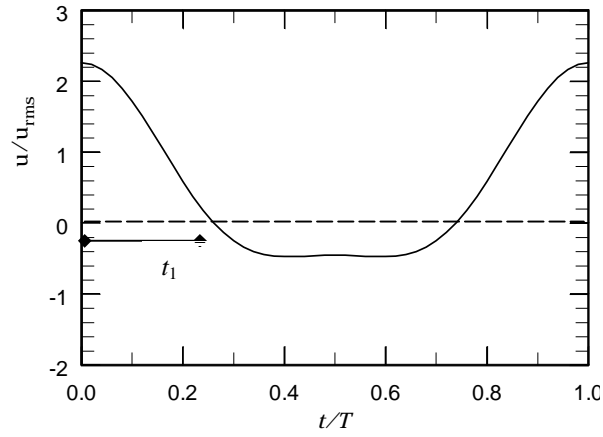


Figura 6.4 – Perfil da velocidade correspondente a uma onda de *Stokes* com $r = 0.3$ e $r_0 = 0.5$.

Nesta figura t_1 representa o primeiro zero da função. O valor da duração de cada meio ciclo da oscilação pode ser calculado em termos de t_1 :

$$T_c = 2t_1 = t^* T \quad (6.25)$$

$$T_t = T - T_c = (1 - t^*) T \quad (6.26)$$

Por uma questão de facilidade de escrita introduziu-se nas equações anteriores o parâmetro t^* que representa o valor adimensional de T_c . O valor de t_1 é determinado pelos zeros da função:

$$2r \cos^2(\omega t_1) + \cos(\omega t_1) + r_c - r = 0 \quad (6.27)$$

onde

$$r_c = \sqrt{\frac{1+r^2}{2}} r_0 \quad (6.28)$$

a) $\forall r \neq 0$: caso de uma onda de *Stokes* de 2ª ordem com ou sem corrente:

$$t^* = \frac{1}{\pi} \arccos \left[\frac{-1 + \sqrt{1 + 8r^2 - 8rr_c}}{4r} \right] \quad (6.29)$$

b) $r = 0$ e $r_0 \neq 0$: caso de uma onda sinusoidal com corrente:

$$t^* = \frac{1}{\pi} \arccos[-r_c] \quad (6.30)$$

c) $r = 0$ e $r_0 = 0$: caso de uma onda sinusoidal sem corrente tem-se $t^* = 0.5$ e $T_c = T_t = T/2$

As velocidades equivalentes são determinadas mediante a integração das equações (6.3). Por exemplo, para a componente u_c obtém-se:

$$u_c^2 = u_1^2 + u_2^2 + 2U_0^2 + \frac{\sin(\pi t^*)}{6\pi t^*} \left[19U_0 u_1 + 13u_1 u_2 + \cos(\pi t^*) (18U_0 u_2 + u_1^2) \right] \quad (6.31)$$

Tendo em conta as equações de definição de u_{rms} , r , r_0 e r_c , a equação anterior pode escrever-se na seguinte forma:

$$u_c = u_{rms} \gamma_c \quad (6.32)$$

com

$$\gamma_c^2 = 2 \left(1 + r_0^2 + \frac{\gamma_p}{\pi t^*} \right) \quad (6.33)$$

$$\gamma_p = \frac{1}{6} \sin(\pi t^*) \frac{[13r + 19r_c + \cos(\pi t^*) (18r r_c + 1)]}{1 + r^2} \quad (6.34)$$

Analogamente, obtém-se para a velocidade equivalente negativa:

$$u_t = u_{rms} \gamma_t \quad (6.35)$$

com

$$\gamma_t^2 = 2 \left(1 + r_0^2 - \frac{\gamma_p}{\pi(1-t^*)} \right) \quad (6.36)$$

No caso de uma onda sinusoidal as equações anteriores simplificam-se e obtém-se as seguintes expressões para u_c e u_t (u_1 representa neste caso a amplitude da velocidade orbital, u_w) :

$$u_c^2 = u_1^2 + 2U_0^2 + 3U_0 u_1 \frac{\sin(\pi t^*)}{\pi t^*} \quad (6.37)$$

$$u_t^2 = u_1^2 + 2U_0^2 - 3U_0 u_1 \frac{\sin(\pi t^*)}{\pi(1-t^*)} \quad (6.38)$$

Se a intensidade da corrente é nula verifica-se que $u_c = u_t$ pelo que o transporte associado a uma onda sinusoidal é nulo.

6.4.2 Onda cnoidal na presença de uma corrente média

A componente horizontal da velocidade associada a uma onda cnoidal é dada por:

$$u_w(t) = \frac{A(cn^2(t,k) - \overline{cn^2})}{1 - \overline{cn^2}} \quad (6.39)$$

onde

$$\overline{cn^2} = 1 + \frac{1}{k^2} \left(\frac{E(k)}{K(k)} - 1 \right) \quad (6.40)$$

$cn(t,k)$ é a função coseno elíptico do parâmetro k que caracteriza a assimetria ($0 < k < 1$).

$\overline{cn^2}$ representa o valor médio de $cn^2(t,k)$ e $E(k)$, $K(k)$ são, respectivamente, os integrais elípticos completos de 1ª e 2ª espécie. O período da onda é dado por $T = 2K(k)$ e o coeficiente de assimetria, r , é:

$$r = \frac{1 - \overline{cn^2}}{1 + \overline{cn^2}} \quad (6.41)$$

De acordo com Byrd et Friedman (1954), $u_w(t) = \frac{1}{k^2} \frac{dZ(t)}{dt}$. $Z(t)$ representa a função de Jacobi que é dada com um bom grau de aproximação por:

$$Z(t) \approx \frac{\sin \omega t}{a - b \cos \omega t} \quad (6.42)$$

onde a e b são funções de k . Nestas condições a equação (6.39) pode ser rescrita na forma da equação (6.21) com:

$$g(r, t) = \sqrt{2} (1 - r^2)^{\frac{3}{4}} \frac{(\cos \omega t - r)}{(1 - r \cos \omega t)^2} \quad (6.43)$$

Os valores dos tempos T_c e T_t , e os valores de u_c et u_t são dados por expressões semelhantes às obtidas para o caso da onda de *Stokes* de 2ª ordem:

$$u_c = u_{rms} \gamma_c \quad , \quad \gamma_c^2 = 2 \left(r_0^2 + \frac{\gamma_p}{\pi t^*} \right) \quad (6.44)$$

$$u_t = u_{rms} \gamma_t \quad , \quad \gamma_t^2 = 2 \left(r_0^2 + \frac{\pi - \gamma_p}{\pi (1 - t^*)} \right) \quad (6.45)$$

com

$$\gamma_p = 2 \left(f_0 + \sin(\pi t^*) \left(\sqrt{2} r_0 f_1 + f_2 \right) \right) \quad (6.46)$$

$$f_0 = \arctan \left[\sqrt{\frac{1+r}{1-r}} \tan \left(\frac{\pi t^*}{2} \right) \right] \quad (6.47)$$

$$f_1 = \frac{(1-r^2)^{\frac{3}{4}}}{1-r\cos(\pi t^*)} \quad (6.48)$$

$$f_2 = \frac{(1-r^2)^{\frac{3}{2}}}{3r} \left[\frac{1-r^2}{(1-r\cos(\pi t^*))^3} - \frac{1}{2(1-r\cos(\pi t^*))^2} + \frac{(4r^2-1)}{2(1-r^2)(1-r\cos(\pi t^*))} \right] \quad (6.49)$$

$$t^* = \frac{1}{\pi} \arccos \left(\frac{2rr_c - 1 + \sqrt{1 + 4r_c r^3 - 4rr_c}}{2r^2 r_c} \right), r_0 \neq 0 \text{ e } r \neq 0 \quad (6.50)$$

$$r_c = \frac{r_0}{\sqrt{2}(1-r^2)^{3/4}} \quad (6.51)$$

No caso em que $r_0 = 0$ (onda cnoidal na ausência de corrente) obtém-se as seguintes expressões:

$$\gamma_c^2 = 4 \left(\frac{\pi/4 + (2/3)r}{\pi t^*} \right) \quad (6.52)$$

$$\gamma_t^2 = 4 \left(\frac{\pi/4 - (2/3)r}{\pi(1-t^*)} \right) \quad (6.53)$$

$$t^* = \frac{1}{\pi} \arccos(r) \quad (6.54)$$

O caso em que $r = 0$ corresponde a uma onda sinusoidal cujo caso já foi abordado anteriormente.

6.5 Extensão do modelo para o caso de correntes e ondas não colineares

Os resultados apresentados nas secções 6.2 e 6.4 podem ser generalizados para o caso de uma corrente média, \vec{U}_0 , que é oblíqua relativamente à direcção de propagação da onda.

De acordo com a figura 6.5, considera-se que o eixo Ox representa a direcção de propagação da onda e que a corrente média faz um ângulo φ com esse eixo.

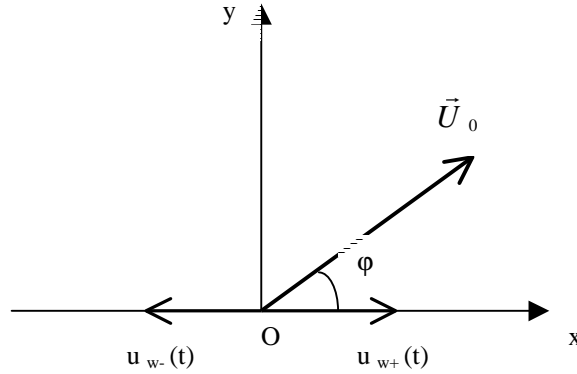


Figura 6.5 – Definição dos vectores velocidade no caso de um campo de onda oblíquo a uma corrente média

Nestas condições, a velocidade instantânea do escoamento junto ao fundo é dada por:

$$\vec{u}(t) = \vec{U}_0 + u_{rms} g(r,t) \vec{i} = (U_0 \cos(\varphi) + u_{rms} g(r,t)) \vec{i} + U_0 \sin(\varphi) \vec{j} \quad (6.55)$$

O perfil da velocidade na direcção de propagação da onda tem a mesma forma que a ilustrada na figura 6.1. Assim, por analogia com a teoria apresentada para o caso colinear, os tempos de duração de cada meio ciclo de oscilação, T_c e T_t , são definidos segundo esta direcção. As velocidades equivalentes sinusoidais são neste caso grandezas vectoriais:

$$\vec{u}_c = u_{cx} \vec{i} + u_{cy} \vec{j} ; \vec{u}_t = -u_{tx} \vec{i} + u_{ty} \vec{j} \quad (6.56)$$

com

$$u_{cx}^2 = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} u_x^2(t) dt ; u_{cy}^2 = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} u_y^2(t) dt \quad (6.57)$$

$$u_{tx}^2 = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^T u_x^2(t) dt ; u_{ty}^2 = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^T u_y^2(t) dt \quad (6.58)$$

$$u_c^2 = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} \|\vec{u}(t)\|^2 dt = u_{cx}^2 + u_{cy}^2; \quad u_t^2 = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^T \|\vec{u}(t)\|^2 dt = u_{tx}^2 + u_{ty}^2 \quad (6.59)$$

Para as condições analisadas na secção 6.4 os valores de u_{cx} e u_{tx} são calculados pelas equações (6.32), (6.44) e (6.35), (6.45), respectivamente, substituindo U_0 por $U_0 \cos(\varphi)$ na equação de definição de r_0 (eq. 6.23). Por outro lado, dado que $u_y = U_0 \sin(\varphi)$, então $u_{cy}^2 = u_{ty}^2 = 2 U_0^2 \sin^2(\varphi)$.

A título de exemplo, considere-se o caso de uma onda sinusoidal ($r = 0$), pelo que $g(0, t) = \sqrt{2} \cos(\omega t)$. Nestas condições, u_{cx} e u_{tx} são dados a partir das equações (6.37) e (6.38) com $u_1 = \sqrt{2} u_{rms}$:

$$u_{cx}^2 = u_1^2 + 2U_0^2 \cos^2(\varphi) + 3U_0 \cos(\varphi) u_1 \frac{\sin(\pi t^*)}{\pi t^*} \quad (6.60)$$

$$u_{tx}^2 = u_1^2 + 2U_0^2 \cos^2(\varphi) - 3U_0 \cos(\varphi) u_1 \frac{\sin(\pi t^*)}{\pi (1-t^*)} \quad (6.61)$$

Os valores dos módulos de \vec{u}_c e \vec{u}_t são dados pelas equações (6.59):

$$u_c^2 = u_1^2 + 2U_0^2 + 3U_0 \cos(\varphi) u_1 \frac{\sin(\pi t^*)}{\pi t^*} \quad (6.62)$$

$$u_t^2 = u_1^2 + 2U_0^2 - 3U_0 \cos(\varphi) u_1 \frac{\sin(\pi t^*)}{\pi (1-t^*)} \quad (6.63)$$

Pode verificar-se que estas expressões reduzem-se às equações (6.37) e (6.38) no caso colinear.

O parâmetro de transporte, Γ , é dado sob a forma vectorial:

$$\vec{\Gamma} = \Gamma_x \vec{i} + \Gamma_y \vec{j} = \frac{\vec{u}_c T_c (\Omega_c^3 + \Omega_t'^3) + \vec{u}_t T_t (\Omega_t^3 + \Omega_c'^3)}{T(u_c + u_t)} \quad (6.64)$$

com

$$\Gamma_x = \frac{u_{cx} T_c (\Omega_c^3 + \Omega_t'^3) - u_{tx} T_t (\Omega_t^3 + \Omega_c'^3)}{T(u_c + u_t)} \quad (6.65)$$

$$\Gamma_y = \frac{\sqrt{2} U_0 \sin(\varphi) (T_c (\Omega_c^3 + \Omega_t'^3) + T_t (\Omega_t^3 + \Omega_c'^3))}{T(u_c + u_t)} \quad (6.66)$$

É necessário fazer dois comentários acerca das equações anteriores:

- os valores do parâmetro de mobilidade que determinam as quantidades Ω_i e Ω_i' , são calculados em função do módulo da velocidade equivalente e não das suas componentes;
- o transporte na direcção perpendicular à direcção de propagação das ondas deve ser independente da existência do mecanismo de interacção. Deste modo, a equação (6.66) para a componente Γ_y , deve ser substituída por:

$$\Gamma_y = \frac{\sqrt{2} U_0 \sin(\varphi) (T_c \Psi_c^3 + T_t \Psi_t^3)}{T(u_c + u_t)} \quad (6.67)$$

A taxa de transporte de sedimentos média durante o ciclo da oscilação é, nestas condições, dada por:

$$\frac{\langle \bar{q}_s \rangle}{W_0 d_{50}} = \alpha \left(\frac{\Gamma_x}{|\Gamma|^{1-\beta}} \bar{i} + \frac{\Gamma_y}{|\Gamma|^{1-\beta}} \bar{j} \right) \quad (6.68)$$

6.6 Extensão do modelo para o caso de uma corrente média

A equação do transporte de sedimentos no caso em que existe somente uma corrente média é obtida a partir das equações apresentadas anteriormente, em que a onda e a corrente média coexistem, considerando o caso limite em que a amplitude orbital da velocidade da onda tende para zero. Por uma questão de simplificação, o raciocínio será apresentado tomando como exemplo uma onda sinusoidal; os resultados, no entanto, são independentes do tipo de onda que se considera à partida.

Considere-se inicialmente que o campo de onda e a corrente média são colineares e que $U_0 > 0$. Na situação limite em que a amplitude da velocidade orbital da onda é igual ao valor da velocidade da corrente média ($u_1=U_0$), o escoamento processa-se numa só direcção (ver figura 6.6).

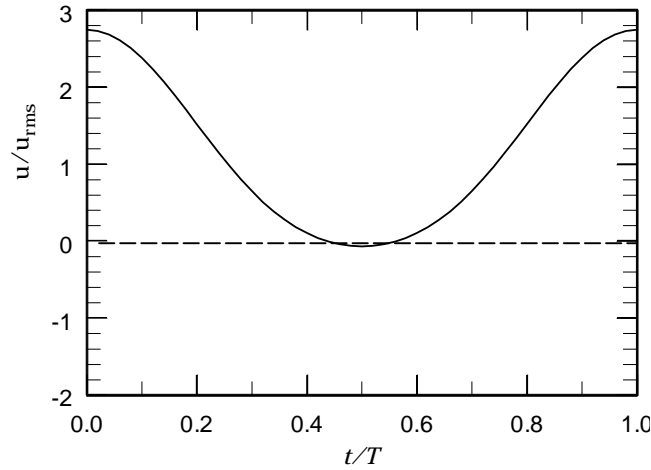


Figura 6.6 – Perfil da velocidade do escoamento no caso em que a amplitude da velocidade orbital da onda é idêntica à velocidade da corrente ($U_0 > 0$)

Nestas condições, a função $u(t)$ tem um zero e $t_1=T/2$. Tendo em conta as equações (6.25), (6.26), (6.37) e (6.38), obtém-se que:

$$t^*=1 ; T_c = T ; T_t = 0 \quad (6.69)$$

$$u_c^2 = u_1^2 + 2U_0^2 ; u_t^2 = 0 \quad (6.70)$$

Admitindo que as equações anteriores são válidas para qualquer valor de u_1 inferior a U_0 , então, no caso limite em que $u_1 \rightarrow 0$, obtém-se, a partir da equação (6.2), que o parâmetro do transporte é dado por ($\Omega_t' = 0$):

$$\Gamma_0 = \Psi_c^3 = \left(\frac{2U_0^2}{(s-1)gd_{50}} \right)^3 \quad (6.71)$$

e a taxa de transporte de sedimentos associado à corrente, q_{s0} , é:

$$\frac{q_{s0}}{W_0 d_{50}} = \alpha \Gamma_0^\beta \frac{U_0}{|U_0|} \quad (6.72)$$

Por uma questão de continuidade do modelo, dever-se-ia obter uma equação idêntica a (6.71) se se considerasse à partida o caso em que a onda e a corrente média não são colineares. Neste caso, na direcção de propagação da onda, obtêm-se equações idênticas às equações (6.69) e (6.70) com U_0 substituído por $U_0 \cos(\varphi)$:

$$T_c = T \ ; \ T_t = 0 \quad (6.73)$$

$$u_{cx}^2 = u_1^2 + 2U_0^2 \cos^2(\varphi) \ ; \ u_{tx}^2 = 0 \quad (6.74)$$

Segundo Oy obtém-se que $u_{cy}^2 = 2 U_0^2 \sin^2(\varphi)$ e $u_{ty}^2 = 0$. Deste modo, no caso limite em que a amplitude da velocidade orbital da onda tende para zero, obtém-se um resultado idêntico ao obtido anteriormente:

$$\Gamma_{0x} = \Psi_c^3 \cos(\varphi) \ ; \ \Gamma_{0y} = \Psi_c^3 \sin(\varphi) \ ; \ \Gamma_0 = \Psi_c^3 \quad (6.75)$$

As equações (6.73) e (6.74) são válidas para qualquer valor de φ diferente de 90° . Quando a direcção de propagação das ondas é perpendicular à corrente média ($\varphi = \pi/2$) as equações (6.73) e (6.74) escrevem-se:

$$T_c = T/2 \ ; \ T_t = T/2 \quad (6.76)$$

$$u_{cx}^2 = u_{tx}^2 = u_1^2 \ ; \ u_{cy}^2 = u_{ty}^2 = 2U_0^2 \quad (6.77)$$

No caso limite em que $u_1 \rightarrow 0$, $\Gamma_0 = \Psi_c^3 / 2$, o que mostra que há uma descontinuidade do transporte face ao caso colinear. De modo a que se verifique a primeira igualdade na equação (6.71), isto é, que os diferentes casos em estudo apresentem continuidade, o denominador do parâmetro de transporte na equação (6.2) deve ser substituído por $2(u_c T_c + u_t T_t)$. Introduzindo o valor da constante multiplicativa desta expressão na constante de calibração do modelo α , o valor do transporte de sedimentos na direcção da corrente é dado em qualquer caso pelas equações (6.71) e (6.72).

6.7 Resumo e estrutura do modelo

Na secção 6.5 foram estabelecidas as equações do modelo para o caso em que o escoamento é na forma de uma onda e de uma corrente não colineares (equações (6.65), (6.67) e (6.68). Verificou-se que a validade dessas equações é geral na medida em que englobam o caso particular em que a onda e a corrente são colineares.

A equação de definição do parâmetro $\vec{\Gamma}$, que determina o transporte de sedimentos no modelo, pode ser rescrita na seguinte forma:

$$\vec{\Gamma} = G_x \Gamma_{nx} \vec{i} + G_y \Gamma_{ny} \vec{j} \quad (6.78)$$

onde Γ_{nx} e Γ_{ny} são as componentes do vector $\vec{\Gamma}_n$ que representa o valor de $\vec{\Gamma}$ no caso em que não se considera o mecanismo de interacção e $\vec{G} (G_x, G_y)$ é uma função do parâmetro de interacção, X_i . Atendendo às equações (6.5), (6.6), (6.65) e (6.67) e considerando a modificação no denominador do parâmetro de transporte proposta anteriormente na secção 6.6, as funções $\vec{\Gamma}_n$ e \vec{G} escrevem-se:

$$\Gamma_{nx} = \Psi_c^3 \frac{u_{cx}}{u_c} \frac{1 - \alpha_1 \alpha_o^6 \delta_o}{1 + \alpha_o \delta_o} \quad (6.79)$$

$$\Gamma_{ny} = \frac{\sqrt{2} U_0 \sin(\varphi)}{u_c} \Psi_c^3 \frac{(1 + \alpha_o^6 \delta_o)}{1 + \alpha_o \delta_o} \quad (6.80)$$

$$G_x = \frac{X_c^3 + \alpha_o^6(1 - \beta_o X_c)^3 - \alpha_1 \delta_o \left[\alpha_o^6(\beta_o X_c)^3 + (1 - X_c)^3 \right]}{1 - \alpha_1 \alpha_o^6 \delta_o} \quad (6.81)$$

$$G_y = 1 \quad (6.82)$$

onde

$$\alpha_o = \frac{u_t}{u_c}; \quad \alpha_1 = \frac{u_{tx}}{u_{cx}}; \quad \delta_o = \frac{1 - t^*}{t^*}; \quad \beta_o = \frac{X_t}{X_c}; \quad \Psi_c = \frac{u_{rms}^2 \gamma_c^2}{(s - 1) g d_{50}} \quad (6.83)$$

A função \bar{G} traduz a importância dos processos não estacionários no transporte sedimentar. Na direcção perpendicular à propagação da onda o mecanismo de interacção não intervém pelo que $G_y = 1$ e $\Gamma_y = \Gamma_{ny}$. Na direcção de propagação da onda, de acordo com a condição expressa na equação (6.5), para valores de X_c e X_t superiores ou iguais à unidade não existe interacção: neste caso considera-se que os valores X_c e X_t são iguais a 1, de modo a que $G_x = 1$ e $\Gamma_x = \Gamma_{nx}$. No caso em que os valores de X_c e/ou X_t são inferiores à unidade, os valores da função G_x são diferentes de 1, o que implica uma modificação dos valores do transporte calculados com base na hipótese quase estacionária.

A figura 6.7 apresenta de uma forma simplificada o algoritmo de implementação do modelo.

O modelo apresentado tem vantagens face à formulação original de Dibajnia e Watanabe, pois que:

- estabelece equações gerais para o transporte de sedimentos que são válidas para qualquer ângulo entre a direcção de propagação da onda e a corrente média;
- estabelece as equações de transporte no caso em que o escoamento é na forma de um escoamento permanente;
- no cálculo da taxa de transporte de sedimentos média num ciclo da oscilação fez-se intervir como variáveis independentes as características da onda considerada (u_{rms} , r , T), a intensidade da corrente média (U_0), as características do sedimento (s , d_{50}), o ângulo entre a onda e a corrente (ϕ) e o parâmetro de *Shields* de pele (θ_s) que determina os valores de ω_{cr} .
- foram estabelecidas fórmulas simples que determinam os valores de $\langle q_s \rangle$ para os casos particulares da onda de *Stokes* de 2ª ordem (onda sinusoidal) e da onda

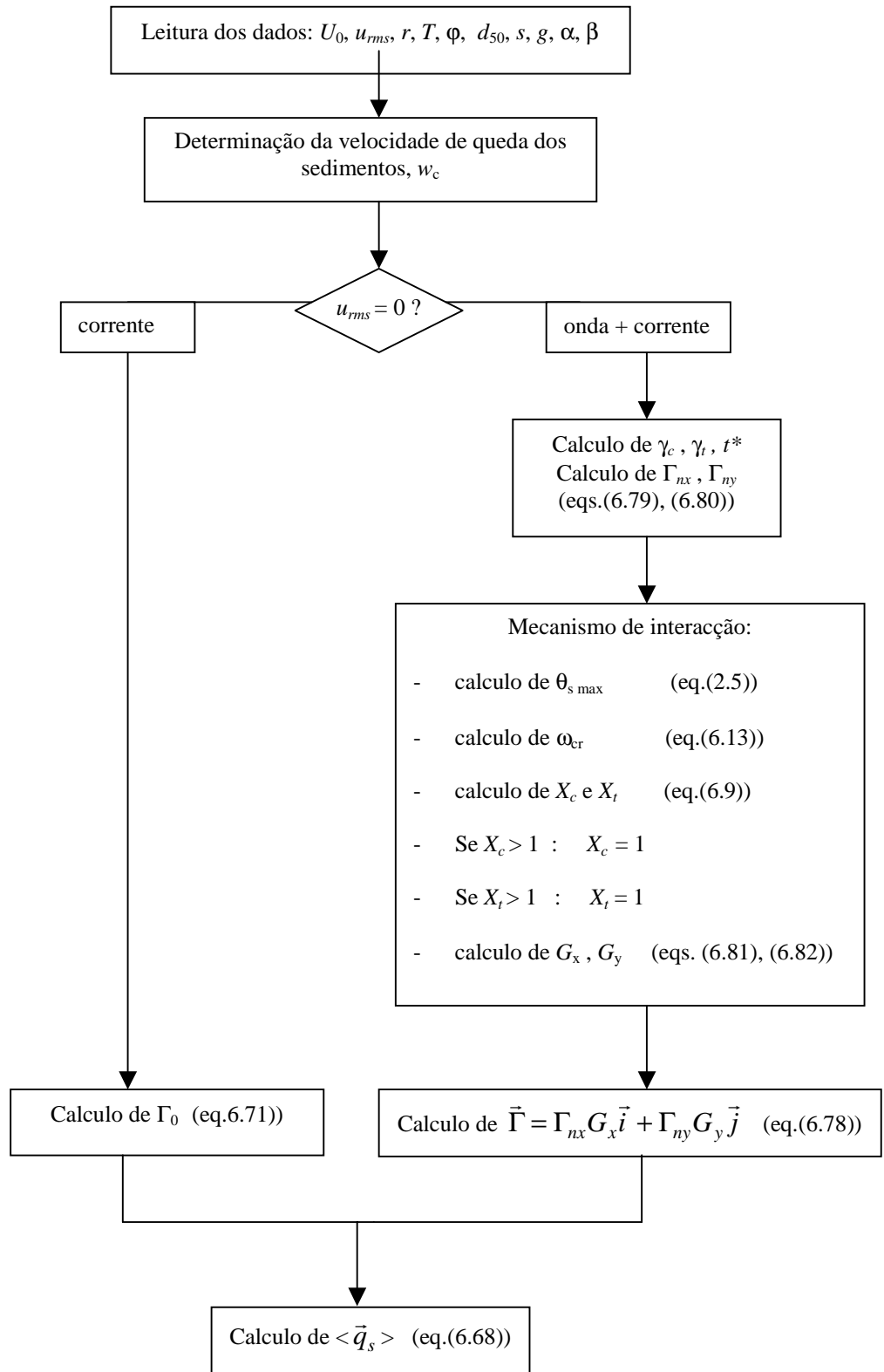


Figura 6.7 - Estrutura do modelo

cnoidal. A validade destas expressões é geral desde que se possa exprimir a velocidade orbital da onda na forma da equação (6.21). Esta formulação simplifica a implementação numérica do modelo, dado que evita o cálculo numérico das velocidades equivalentes e do tempo de duração dos meios ciclos da oscilação, e pode ser aplicada directamente nos modelos de hidrodinâmica que não resolvem a onda;

- a função \bar{G} permite estabelecer directamente a influência do mecanismo de interacção no transporte de sedimentos;
- a validade da função \bar{G} é geral, isto é, independente do modelo que se considera no cálculo de $\bar{\Gamma}_n$, podendo assim ser facilmente transposta para qualquer outro modelo.

6.8 Análise do mecanismo de interacção

A formulação do modelo apresentada na secção anterior permite estabelecer de um modo simples as condições em que os processos não estacionários devem ser considerados e a sua influência no transporte de sedimentos. Seguidamente são abordados cada um destes aspectos. Dado que o mecanismo de interacção só intervém na direcção de propagação da onda analisa-se o caso em que a onda e a corrente são colineares.

6.8.1 Condições para a existência do mecanismo de interacção

Os processos não estacionários resultantes da interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação devem ser considerados se $X_i < 1$. A questão que se coloca nesta secção é saber quais são as características do escoamento e do sedimento que favorecem à partida a existência de interacção.

Atendendo às equações de definição de X_i e de ω_i , equações (6.9) e (6.12), respectivamente, será de esperar que o mecanismo de interacção tenha uma importância crescente à medida que:

- a velocidade média quadrática da onda aumenta;
- o período da onda diminui;

- o diâmetro mediano do sedimento diminui;
- o parâmetro de *Shields* diminui (fundo com rugas).

Todos estes factores contribuem para um aumento do tempo de queda das partículas de sedimento:

- à medida que a amplitude da velocidade orbital da onda aumenta, maior será a espessura da camada de sedimentos em suspensão;
- para os sedimentos mais finos, a velocidade de queda é menor;
- quanto menor for o período da onda, maior será a variação da velocidade em torno do instante de inversão do escoamento, pelo que, menor será o tempo disponível que as partículas têm para se depositarem;
- num escoamento oscilatório sobre rugas geram-se vórtices que retêm os sedimentos em suspensão e que foram mobilizados em cada meio período da oscilação. Deste modo, o tempo de deposição das partículas de sedimento passa também a ser determinado pela escala temporal característica dos vórtices.

A análise das equações do modelo mostra que é possível estabelecer a dependência do mecanismo de interacção nos parâmetros indicados e também no coeficiente de assimetria da onda e na velocidade da corrente média. Para isso note-se que a condição expressa na equação (6.6) pode ser escrita na seguinte forma:

$$p > \frac{t^*}{\gamma_c^2} = A(r, r_0) \quad (6.84)$$

$$p > \frac{1-t^*}{\gamma_t^2} = B(r, r_0) \quad (6.85)$$

onde A e B são funções exclusivas da assimetria da onda e da velocidade da corrente média (no caso em que $r_0 \neq 0$, há também uma dependência em u_{rms}) e p é dado por:

$$p = \frac{1}{2} \frac{u_{rms}^2}{(s-1) g w_c T \omega_{cr}} \quad (6.86)$$

Comecemos por analisar as funções $A(r, r_0)$ e $B(r, r_0)$. Estas funções são conhecidas para os diferentes tipos de ondas que foram consideradas anteriormente. A figura 6.8 ilustra a variação das funções $A(r)$ e $B(r)$ em função do coeficiente de assimetria para uma onda de *Stokes* de 2ª ordem sem corrente. O caso $r = 0$ corresponde a uma onda sinusoidal: por razões de simetria verifica-se que $A(0) = B(0) = 1/4$.

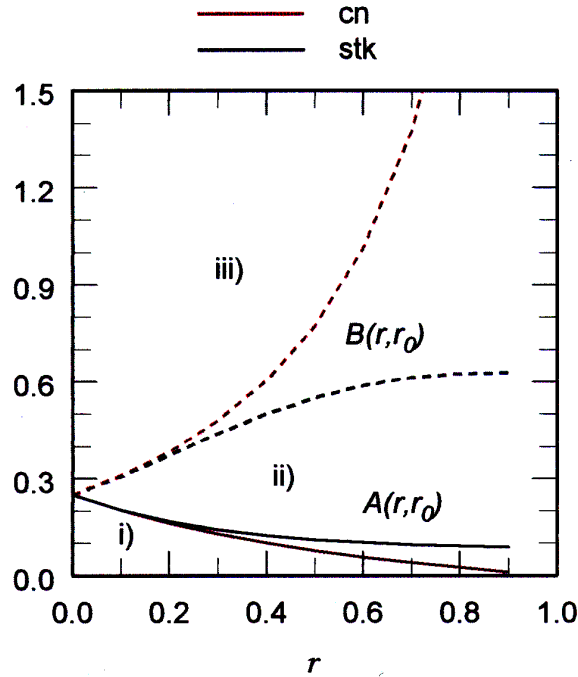


Figura 6.8 – Diagrama de interacção para uma onda de *Stokes* de 2ª ordem (stk) e para uma onda cnoidal (cn). Em ambos os casos $r_0 = 0$. As linhas a contínuo representam a função $A(r)$ e as linhas a tracejado a função $B(r)$.

Pode-se distinguir três regiões distintas no que respeita ao mecanismo de interacção:

- na região i) para qualquer valor de p e r , não há interacção do fluxo de sedimentos entre dois meios ciclos da oscilação sucessivos. Nesta região é válida a hipótese de quase estacionaridade;
- na região ii) $p > A$, pelo que ocorre um fluxo de sedimentos do primeiro meio ciclo da onda para o segundo. Como consequência, o transporte de sedimentos na direcção positiva será reduzido de uma fracção que é proporcional à diferença entre p e A ;

- na região iii) os valores de p são superiores a A e a B : o mecanismo de interacção ocorre nos dois sentidos, agora também com um fluxo de sedimentos do segundo meio ciclo da onda para o primeiro.

Deste modo, conhecidos os valores dos parâmetros que caracterizam a onda e o sedimento, é possível identificar na figura apresentada qual é o ponto correspondente a essas condições experimentais e obter informação acerca da existência de interacção. Neste contexto, a figura 6.8 representa um diagrama de interacção. É de salientar que as funções A e B representadas são independentes do tipo de fundo presente (plano ou irregular).

A figura 6.8 ilustra também a dependência do mecanismo de interacção no coeficiente de assimetria da onda. Para valores crescentes de r , a função A decresce e B cresce a partir dos valores correspondentes a uma onda sinusoidal. Este facto pode ser interpretado mediante a análise da figura 6.9, que representa a evolução temporal da velocidade do escoamento associado a uma onda de *Stokes* de 2ª ordem para diferentes valores de r .

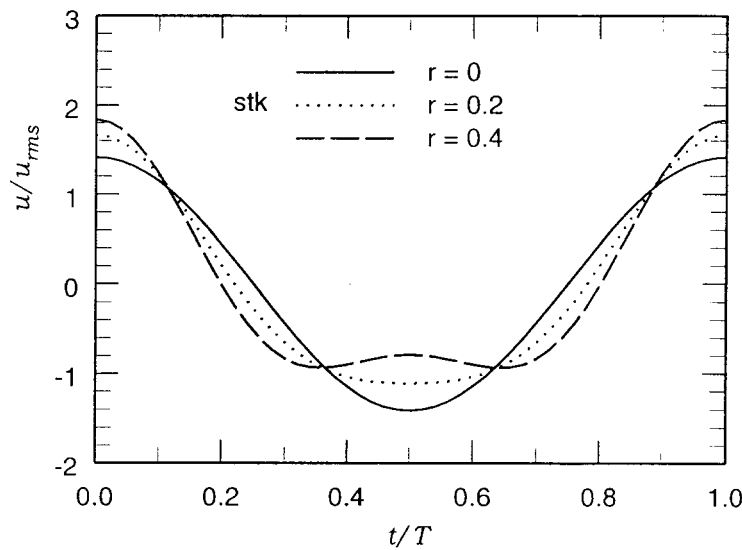


Figura 6.9 – Série temporal da velocidade do escoamento associada a uma onda de *Stokes* de 2ª ordem sem corrente para diferentes valores do coeficiente de assimetria $r = 0, 0.2$ e 0.4 .

Observa-se para o meio ciclo da onda positivo que o aumento de r traduz-se numa diminuição de T_c e num aumento de amplitude da velocidade equivalente positiva, u_c . Para o meio ciclo da onda negativo, observa-se um comportamento contrário: o aumento de r

traduz-se num aumento da duração desse meio ciclo, T_t , e numa diminuição da amplitude da velocidade equivalente negativa, u_t . Nestas condições, a probabilidade de ocorrer interacção entre o primeiro e o segundo meio ciclo da onda aumenta e entre o segundo e o primeiro meio ciclo da onda diminui. Deste modo, através do mecanismo de interacção o aumento do coeficiente de assimetria da onda tende a reduzir a quantidade de sedimentos transportados no sentido de propagação da onda.

Na figura 6.8 estão também representadas as funções $A(r)$ e $B(r)$ para o caso de uma onda cnoidal (cn). Relativamente à onda de *Stokes* de 2ª ordem, observa-se que as curvas A e B são idênticas para valores do coeficiente de assimetria r inferiores a 0.3, o que decorre da semelhança dos perfis da velocidade. Para $r > 0.3$ observa-se que o valor máximo da velocidade positiva é superior no caso da onda cnoidal e que o tempo de duração deste meio ciclo (T_c) é inferior, como se ilustra na figura 6.10, para $r = 0.4$. Nestas condições, haverá uma maior probabilidade de que parte dos sedimentos mobilizados durante este meio ciclo da onda permaneçam em suspensão e sejam transportados pelo escoamento no sentido contrário: assim na figura 6.8 os valores de A para a onda cnoidal são inferiores aos da onda de *Stokes* para $r > 0.3$. Por razões análogas, observa-se que os valores de B para a onda cnoidal são superiores aos correspondentes a uma onda de *Stokes* de 2ª ordem.

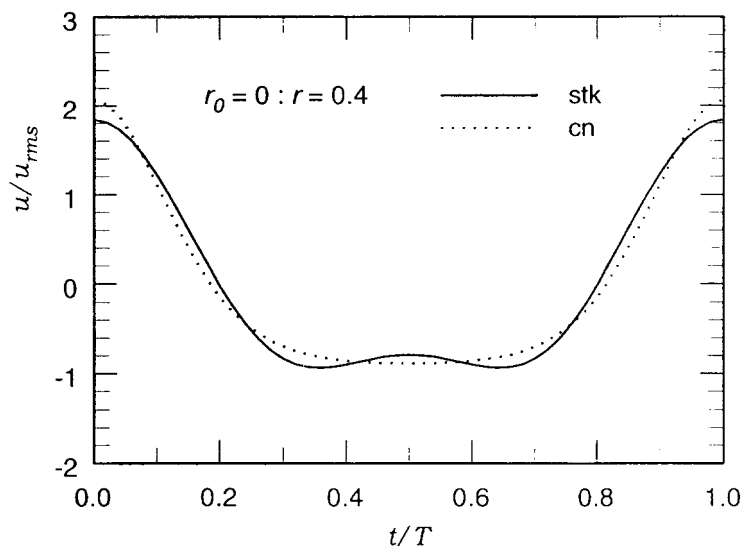


Figura 6.10 – Série temporal da velocidade do escoamento associada a uma onda de *Stokes* de 2ª ordem e a uma onda cnoidal ($r = 0.4$).

Na presença de uma corrente média as funções A e B dependem também do valor da velocidade média quadrática da onda. A figura 6.11 ilustra os diagramas de interacção para uma onda de *Stokes* e para uma onda cnoidal na presença de uma corrente considerando diferentes valores de r . Excluíram-se as condições para as quais o perfil da velocidade não tem a forma representada na figura 6.1, isto é, quando a função $u(t)$ não tem zeros ou quando o número de zeros num período da oscilação é superior a três. Por uma questão de referência os valores de A e B correspondentes a uma onda sinusoidal ($r = 0$) estão representados nos dois diagramas.

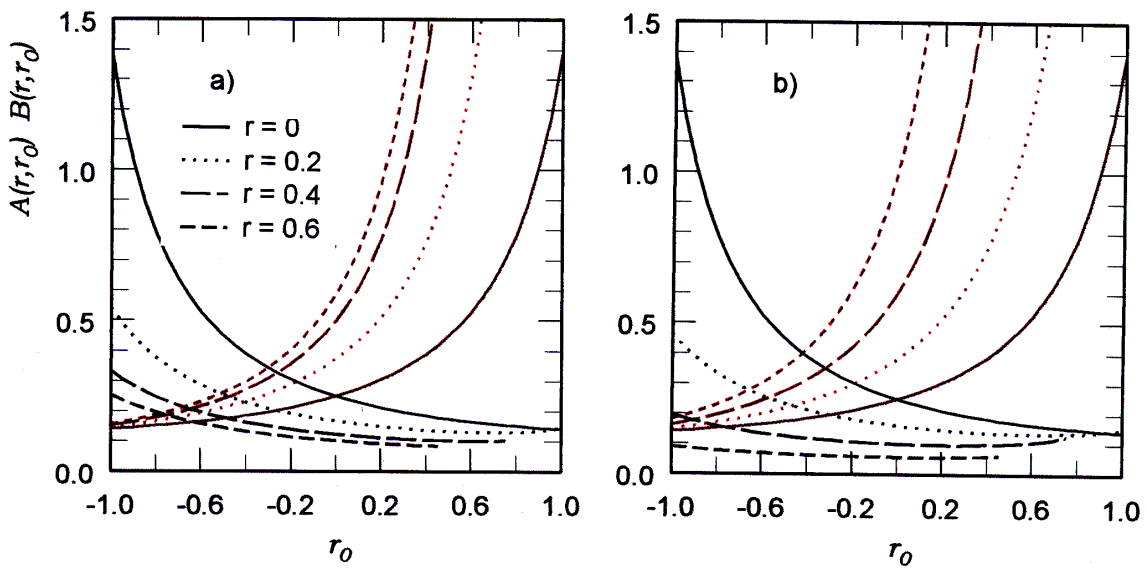


Figura 6.11 – Diagrama de interacção para uma onda de *Stokes* (a) e para uma onda cnoidal (b) na presença de uma corrente considerando diferentes valores de r . A vermelho representa-se a função $B(r, r_0)$ e a preto a função $A(r, r_0)$.

Para os valores de $r_o > 0$ ($U_o > 0$), observa-se que à medida que a intensidade da velocidade da corrente no sentido de propagação da onda aumenta os valores da função A diminuem ligeiramente. O decréscimo dos valores de A é mais evidente para a onda sinusoidal e diminui à medida que o coeficiente de assimetria aumenta. Nas mesmas condições, observa-se um aumento substancial dos valores da função B que, contrariamente, é mais significativo para os maiores valores do coeficiente de assimetria da onda. Deste modo, poder-se-á dizer que a probabilidade de ocorrer interacção entre o

primeiro e o segundo meio ciclo da oscilação é maior e a probabilidade de ocorrer interacção entre o segundo e o primeiro meio ciclo da oscilação menor. Para os valores de $r_o < 0$ ($U_0 < 0$), isto é, se a velocidade da corrente tem um sentido contrário ao da propagação da onda observa-se um comportamento inverso: para valores crescentes da intensidade da corrente, os valores de A aumentam e os de B diminuem.

Em conclusão: se o mecanismo de interacção for activo, será de esperar um decréscimo da quantidade de sedimentos transportados no sentido de propagação da onda no caso em que a velocidade da corrente é positiva. Pelo contrário, no caso em que a velocidade da corrente é negativa, o mecanismo de interacção irá contribuir para um aumento da quantidade de sedimentos que é efectivamente transportada no sentido de propagação da onda.

6.8.2 Estudo da influência de u_{rms} , T , r , u_0 e d_{50} no transporte de sedimentos

Na secção anterior, a ocorrência dos efeitos não estacionários foi estabelecida em função das variáveis “primitivas” do problema (u_{rms} , T , r , U_0 , d_{50}). Estudou-se a influência de cada um desses parâmetros no mecanismo de interacção e estabeleceu-se, a partir da análise do parâmetro X_i e dos diagramas de interacção, as condições experimentais nas quais a hipótese quase estacionária é válida no que respeita ao processo de transporte de sedimentos.

Nesta secção apresenta-se um estudo de sensibilidade da variação do débito sedimentar em função desses parâmetros. Considerou-se uma condição experimental de base que corresponde à propagação de uma onda de *Stokes* de segunda ordem com coeficiente de assimetria, $r = 0.3$, $T = 7$ s e $u_{rms} = 1$ m/s, sendo a profundidade, h , igual a 3 m. O diâmetro médio do sedimento considerado é $d_{50} = 0.25$ mm a que corresponde uma velocidade de queda $w_c = 3.57$ cm/s. A partir desta condição de base variaram-se os valores de r , r_0 , T , u_{rms} e d_{50} . O conjunto de condições experimentais considerado neste estudo é representativo das condições encontradas na zona costeira.

De modo a pôr em evidência a importância dos efeitos não estacionários no processo de transporte de sedimentos, comparam-se os resultados obtidos com dois modelos quase estacionários (o modelo de Bailard e o modelo de Dibajnia e Watanabe sem

o mecanismo de interacção) com os resultados do modelo semi não estacionário apresentado³.

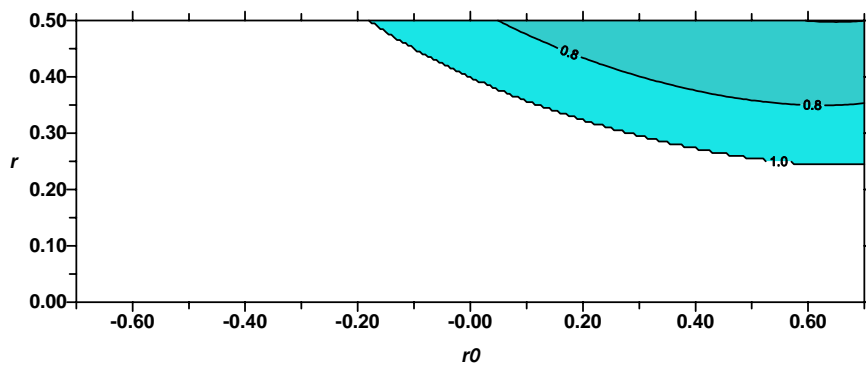
Influência de r

A figura 6.12 representa em (a) as isolinhas da função $F = G^\beta |G|/G$ e em (b, c, d) as isolinhas da taxa de transporte sedimentar $\langle q_s \rangle$ para diferentes valores de r e de r_0 . As figuras (b) e (c) referem-se às soluções obtidas com o modelo apresentado considerando, respectivamente, o mecanismo de interacção (DWI) ou não (DWO) e a figura (d) representa os resultados obtidos com o modelo de Bailard (BAI). F representa uma função de correcção que traduz a influência dos efeitos não estacionários no transporte de sedimentos: $F = \langle q_s \rangle_{\text{DWI}} / \langle q_s \rangle_{\text{DWO}}$.

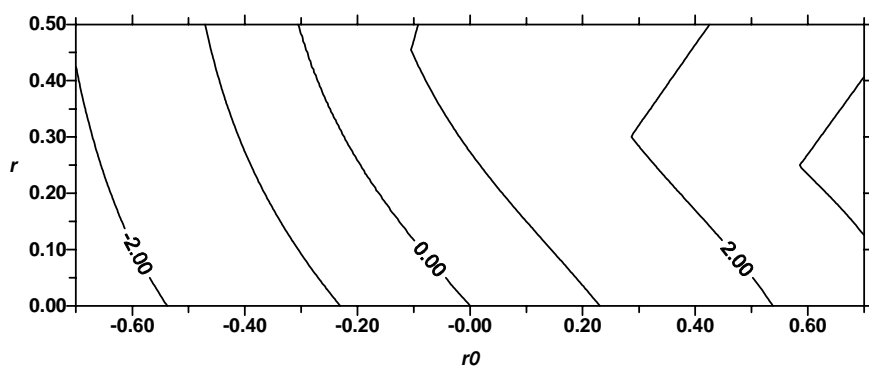
Para o conjunto de valores de r e r_0 considerados, os valores máximos do parâmetro de *Shields* variam entre 2.0 e 2.65, pelo que estas condições correspondem ao regime de transporte de *sheet flow*.

As soluções obtidas com os modelos quase estacionários (c,d), mostram que para qualquer valor de r_0 há um aumento do transporte no sentido de propagação da onda à medida que o coeficiente de assimetria da onda aumenta. Isto deve-se ao facto de que para valores crescentes de r , o valor máximo da velocidade positiva no ciclo da oscilação aumenta e o valor máximo da velocidade negativa diminui. É de notar também que os valores do transporte calculados com o modelo de Bailard são superiores aos valores calculados pelo modelo DWO. A análise das equações (6.4) e (6.79) do modelo DWO mostra que existe uma correlação entre a taxa de transporte e a potência 3.3 da velocidade do escoamento (considerando que $\beta = 0.55$). No modelo de Bailard (ver equações (3.2)), a taxa de transporte de sedimentos em suspensão é proporcional à quarta potência de $u(t)$. Esta diferença justifica os resultados obtidos.

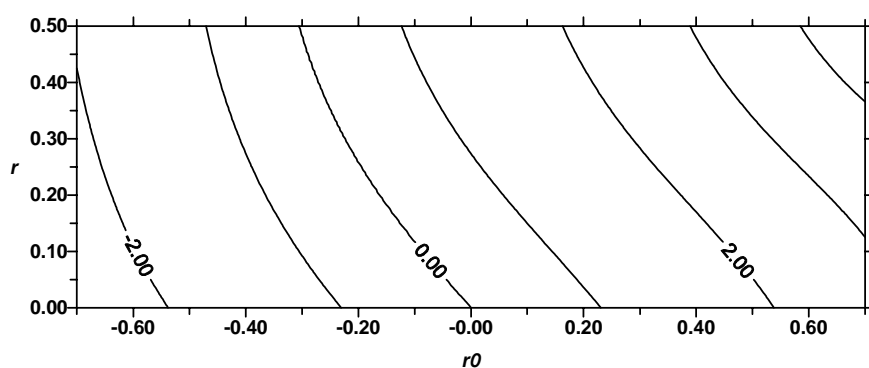
³ Para este estudo considerou-se que o valor de W_0 que intervém na equação (6.68) é dado por $W_0 = \sqrt{(s-1)gd_{50}}$. No capítulo 7 é explicada a correcção efectuada.



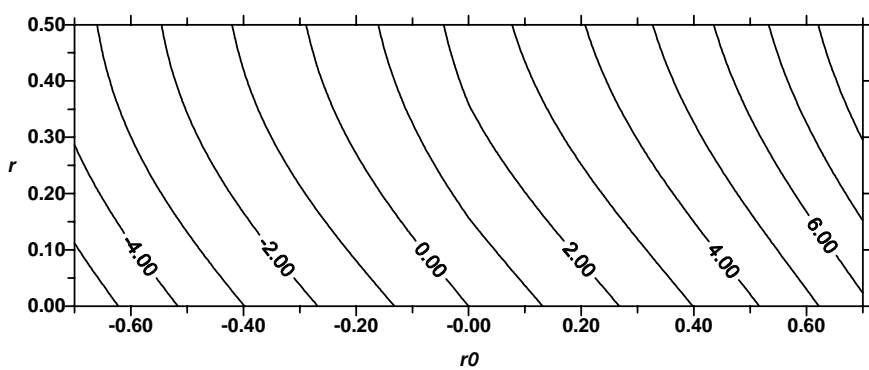
(a) F



(b) DWI



(c) DWO



(d) BAI

Figura 6.12 – Isolinhas de F (a) e de $\langle q_s \rangle$ (b, c, d) para diferentes valores de r e de r_0 : $T = 7$ s; $d_{50} = 0.25$ mm e $u_{rms} = 1.0$ m/s.

Observa-se que na presença de uma corrente média há um aumento da intensidade do transporte na direcção da corrente, pois que as correntes médias transportam os sedimentos que se encontram em suspensão e que foram mobilizados pela tensão tangencial exercida pela onda no fundo. No caso de uma onda sinusoidal ($r = 0$) se a corrente média for nula o valor do transporte é nulo. Para uma onda assimétrica observa-se que os valores nulos do transporte ocorrem nas condições em que a velocidade da corrente média é negativa: deste ponto de vista, poder-se-á dizer que a assimetria da onda é compensada por um escoamento médio com sentido contrário ao da propagação da onda.

A solução obtida com o modelo DWI, que tem em conta o mecanismo de interacção, mostra que para valores de r superiores a 0.25 e $r_0 > 0$, há uma diminuição do transporte na direcção de propagação da onda, o que resulta da existência da interacção de fluxo de sedimentos do primeiro meio ciclo da oscilação para o segundo.

A figura 6.13 reproduz a mesma situação que a figura anterior, mas considerando um valor de u_{rms} igual a 1.5 m/s. Observa-se neste caso que o mecanismo de interacção é efectivo para qualquer condição. Assim, contrariamente à solução obtida com os modelos DWO e BAI, para qualquer valor de r_0 , o aumento da assimetria da onda traduz-se numa redução do transporte no sentido de propagação da onda. O decréscimo dos valores de $\langle q_s \rangle$ é mais pronunciado quando existe uma corrente média positiva. Como resultado deste processo, observa-se, nalguns casos, que o transporte é no sentido contrário ao que é previsto pelos modelos quase estacionários ($F < 0$). Para valores de $r \leq 0.3$, observa-se que há inversão no sentido do transporte para as velocidades da corrente média negativas inferiores a 0.3 m/s ($-0.2 < r_0 < 0$). Este facto tem uma importância especial do ponto de vista da aplicação prática dos referidos modelos, dado que as correntes de retorno associadas ao *undertow* têm uma ordem de grandeza semelhante a estes valores.

Influência de d_{50}

A figura 6.14 ilustra a resposta dos modelos a uma eventual variação do diâmetro mediano do sedimento. Considerou-se neste estudo diferentes valores de d_{50} que correspondem, de acordo com a classificação apresentada na secção 2.2.1, a sedimentos muito finos (0.1 - 0.12 mm), finos (0.12 - 0.25 mm) e médios (0.25 - 0.5 mm). A velocidade de queda varia entre 0.79 cm/s para o sedimento mais fino e 7.37 cm/s para o

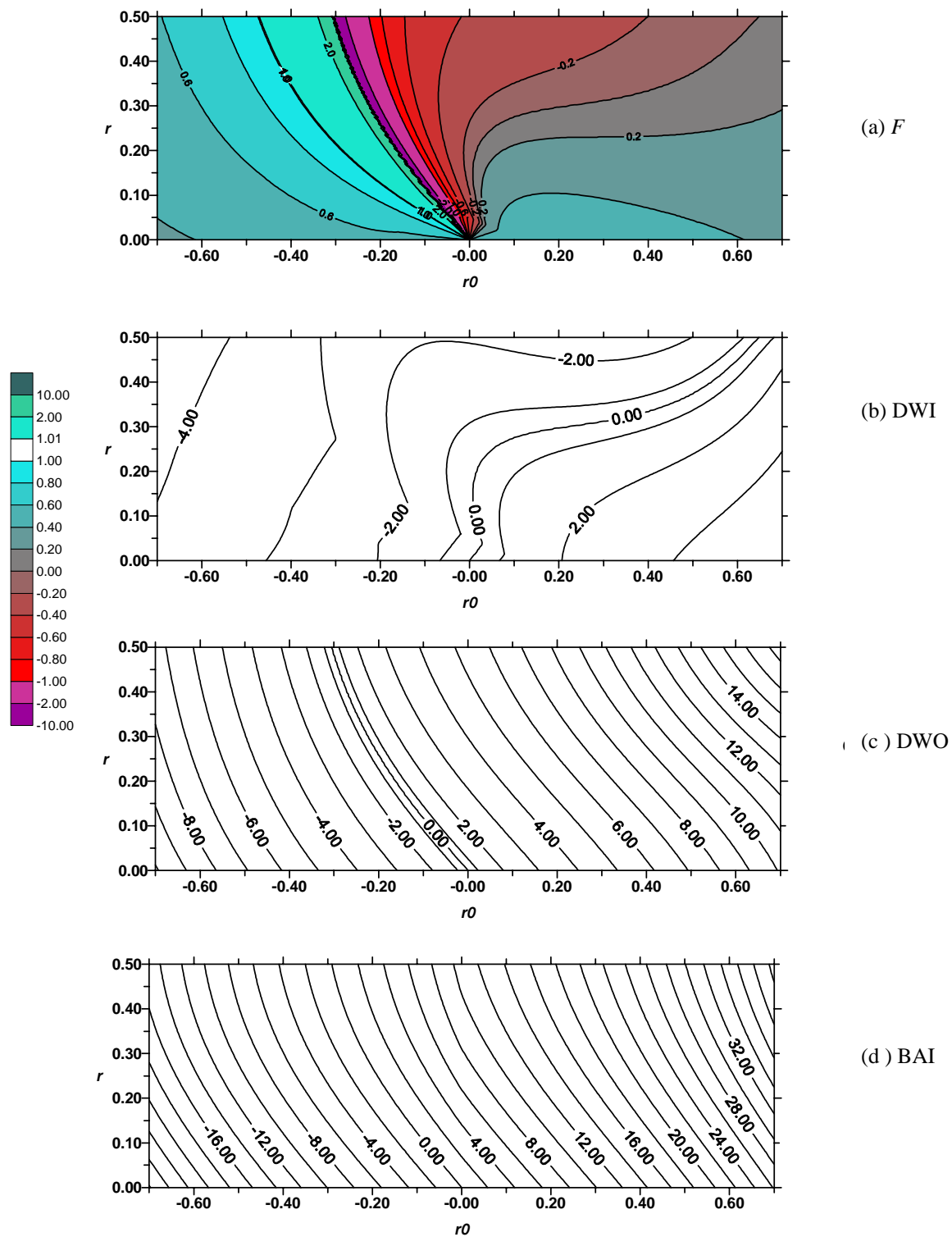


Figura 6.13 – Isolinhas de F (a) e de $\langle q_s \rangle$ (b, c, d) para diferentes valores de r e de r_0 : $T = 7$ s; $d_{50} = 0.25$ mm e $u_{rms} = 1.5$ m/s.

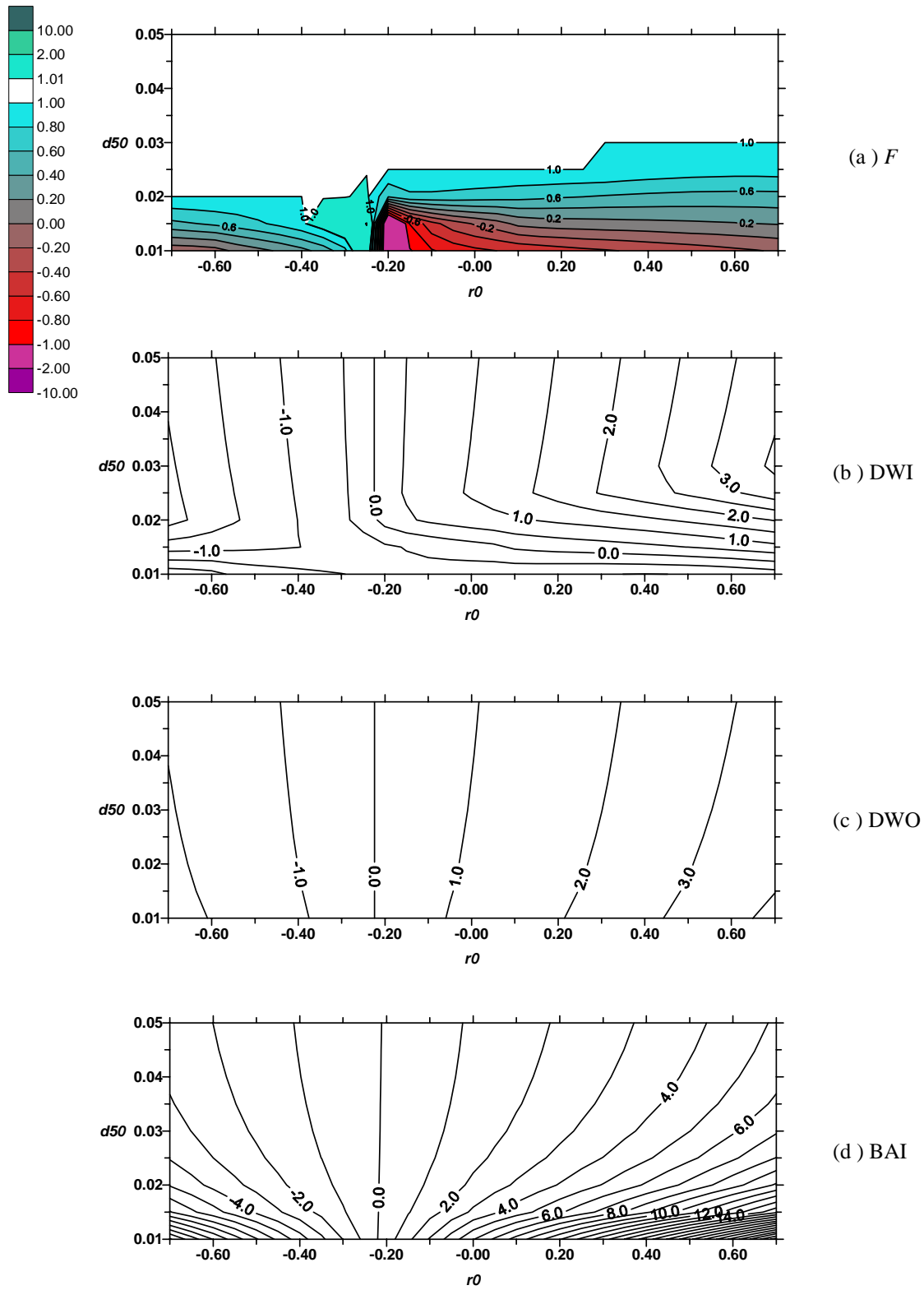


Figura 6.14 – Isolinhas de F (a) e $\langle q_s \rangle$ (b, c, d) para diferentes valores de d_{50} e de r_0 : $T = 7$ s; $r = 0.3$ e $u_{rms} = 1.0$ m/s.

sedimento mais grosseiro considerado. Os valores máximos do parâmetro de *Shields* variam entre 1.2 e 5.5 pelo que encontramos-nos nas condições do regime de *sheet flow*.

A análise das soluções obtidas com os modelos DWO e BAI mostra que:

- para qualquer valor de d_{50} , as distribuições de $\langle q_s \rangle$ são simétricas em torno do valor de r_0 para o qual o transporte é nulo ($r_0 = 0.2$).
- o transporte aumenta com a diminuição de d_{50} : a taxa de variação é muito superior no caso do modelo de Bailard, pois que a componente do transporte de sedimentos em suspensão é inversamente proporcional à velocidade de queda dos sedimentos.

A solução do modelo DWI difere das soluções dos modelos quase estacionários, sobretudo para os sedimentos finos e muito finos, isto é, para $d_{50} < 0.25$ mm. Nas condições em que o transporte quase estacionário é positivo, observa-se uma redução do transporte no sentido de propagação da onda à medida que d_{50} diminui. Para os valores de U_0 compreendidos entre -0.2 m/s e 0 m/s, observa-se um transporte resultante no sentido da corrente. Pelo contrário, quando o transporte quase estacionário é negativo, a diminuição de d_{50} conduz a um reforço do transporte de sedimentos no sentido de propagação da onda.

Influência de T

O estudo da sensibilidade da solução dos modelos no período da onda é, como se pode observar na figura 6.15, muito idêntico ao da figura 6.14. Para este conjunto de condições experimentais os valores máximos do parâmetro de *Shields* variam entre 1.8 e 3.1 pelo que encontramos-nos nas condições do regime de *sheet flow*.

No que respeita aos modelos quase estacionários, observa-se que a solução do modelo DWO é independente do período da onda enquanto que no modelo BAI, a diminuição de T produz, através do aumento do factor de atrito da onda, f_w , um aumento do transporte. A influência do mecanismo de interacção observa-se para os menores valores

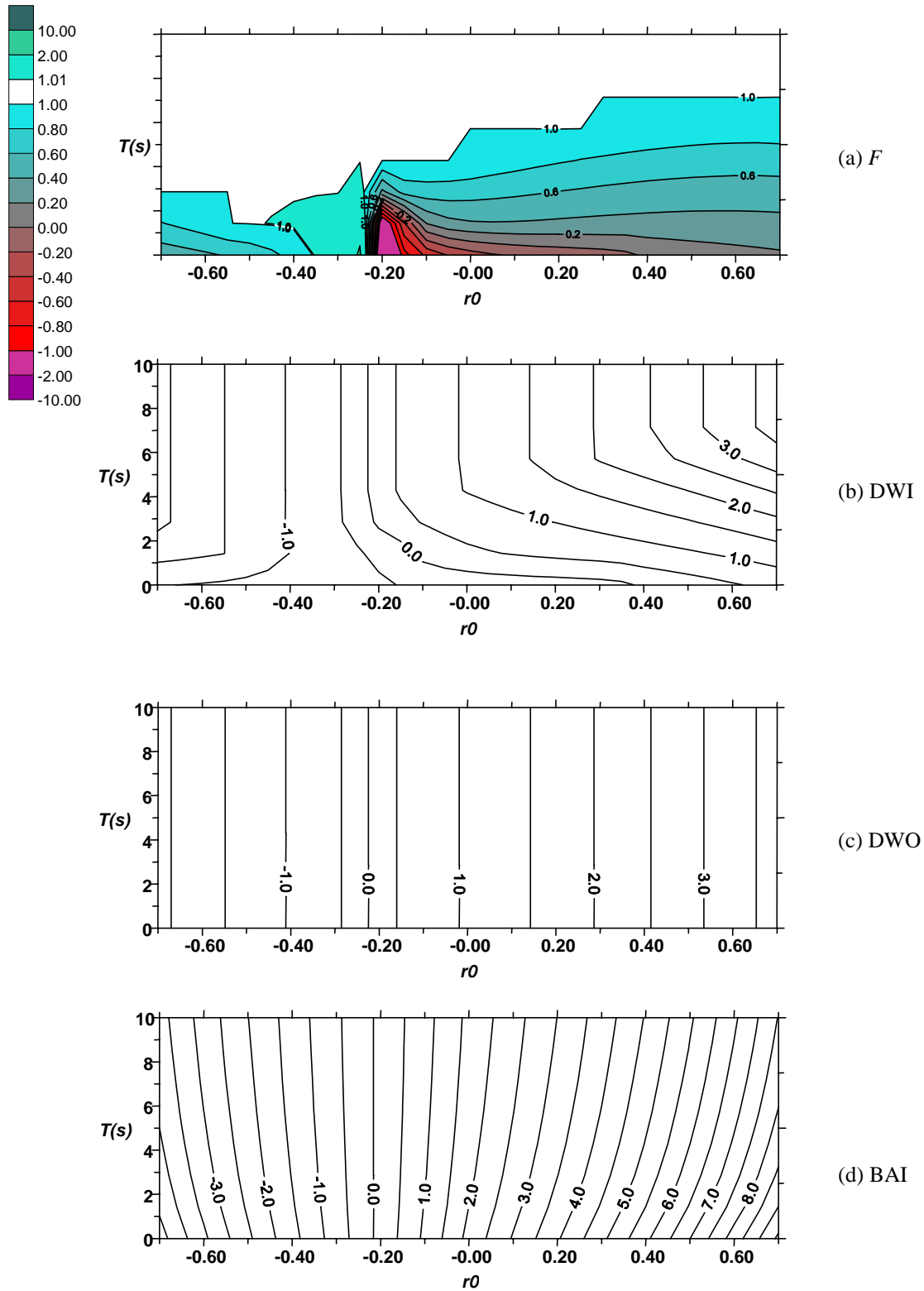


Figura 6.15 – Isolinhas de F (a) e $\langle q_s \rangle$ (b, c, d) para diferentes valores de T e de r_0 : $d_{50} = 0.25$ mm; $r = 0.3$ e $u_{rms} = 1.0$ m/s.

de T e o seu efeito, a nível do transporte sedimentar, é análogo ao que foi descrito para a diminuição de d_{50} .

Influência de u_{rms}

As figuras 6.12 e 6.13 mostraram que o transporte de sedimentos calculado pelos modelos em análise depende do valor da velocidade média quadrática associada à onda. A figura 6.16 ilustra este comportamento agora para um conjunto de valores de u_{rms} que variam entre 0.2 m/s e 1.5 m/s. Para os valores de $u_{rms} \leq 0.4$ m/s, os valores máximos do parâmetro de *Shields* de pele variam entre 0.12 e 0.5, respectivamente, para $u_{rms} = 0.2$ m/s e $u_{rms} = 0.4$ m/s, pelo que se poderá considerar que o fundo tem rugas. Para os valores de u_{rms} considerados superiores a 0.5 m/s, os valores de $\theta_{s \max}$ variam entre 0.6 e 5.6: neste caso o fundo apresenta-se como plano e o regime de transporte é de *sheet flow*.

Nas condições do problema de base ($T = 7$ s e $h = 3$ m), a variação dos valores de u_{rms} correspondem a alturas de onda monocromática, H , entre 0.35 m e 2.5 m. Estes valores foram calculados a partir da teoria linear:

$$u_w(z = -h) = \frac{\pi H}{T \sinh(kh)} \quad (6.87)$$

De acordo com o critério de rebentação de *Miche* para águas pouco profundas, $H_{reb} = 0.78 h$, as ondas cuja altura é superior a 2.3 m encontram-se em rebentação.

A análise dos resultados obtidos com os modelos quase estacionários mostra que o transporte aumenta com os valores de u_{rms} : para $r_0 > -0.2$ isso traduz-se num aumento do transporte no sentido de propagação da onda e para $r_0 < -0.2$ num aumento do transporte no sentido contrário. A solução do modelo DWI difere das soluções anteriores quando o fundo se encontra com rugas e no caso de *sheet flow*, para valores de $u_{rms} > 1.0$ m/s. De uma maneira geral, poder-se-á dizer que a interação do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação condiciona os valores do transporte de sedimentos, tal como se observou para o caso de pequenos períodos da onda e pequenos valores do diâmetro do grão.

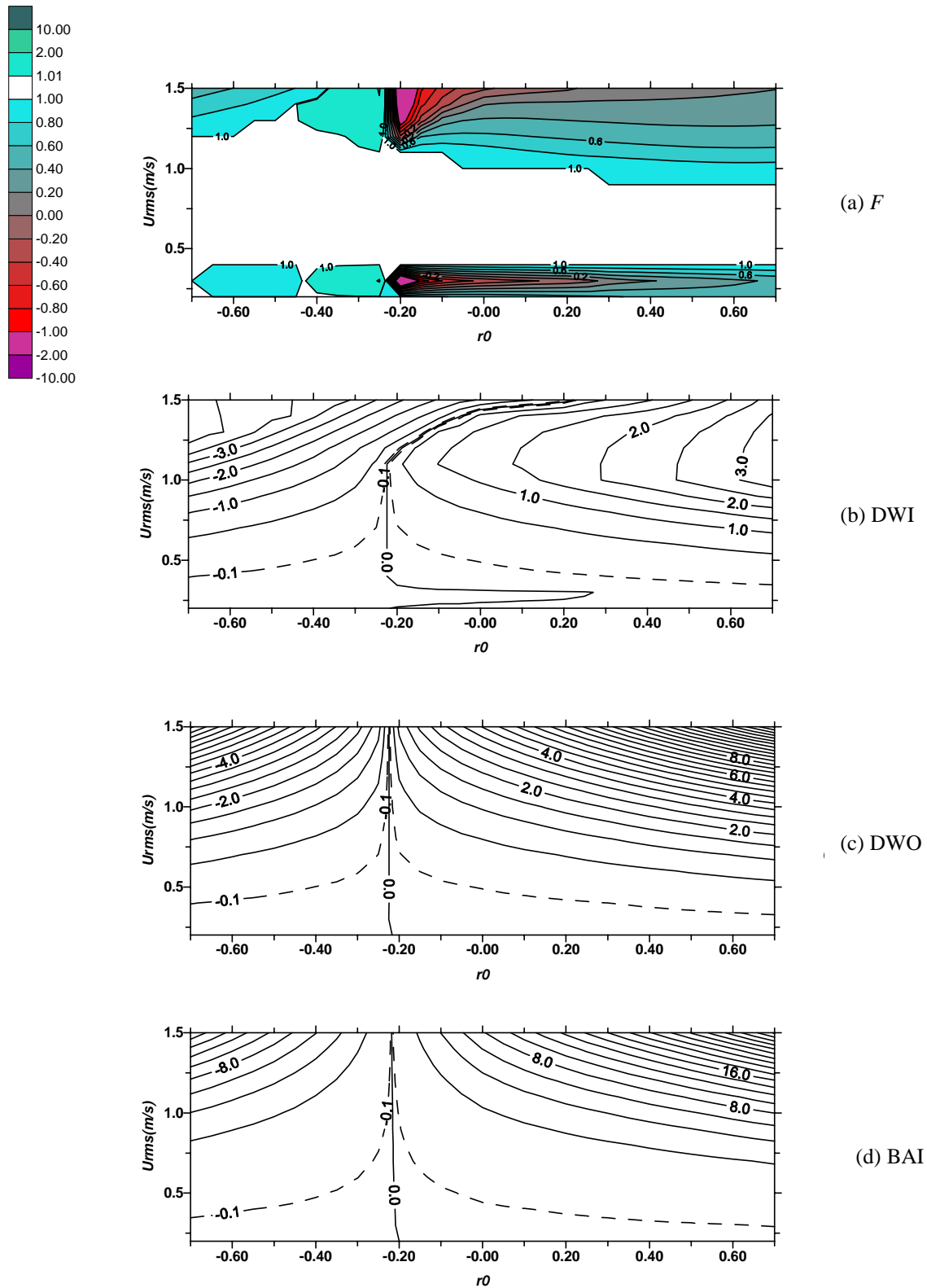


Figura 6.16 – Isolinhas de F (a) e $\langle q_s \rangle$ (b, c, d) para diferentes valores de u_{rms} e de r_0 : $T = 7$ s; $d_{50} = 0.25$ mm e $r = 0.3$.

6.9 Conclusões

Em muitas das aplicações práticas no domínio da engenharia costeira é importante recorrermos a formulações simples que permitam estimar o transporte de sedimentos em função das variáveis macroscópicas do escoamento. No capítulo 3, foram apresentados diferentes modelos de transporte sedimentar encontrados na literatura e colocou-se em evidência a importância dos efeitos não estacionários no transporte sedimentar. Um dos modelos paramétricos existentes que quantifica alguns dos processos não estacionários é o modelo de Dibajnia e Watanabe (1992).

No presente capítulo fez-se a análise deste modelo, e propôs-se uma formulação mais geral, que pode ser aplicada a diferentes condições do escoamento relevantes na zona costeira do oceano – ondas e correntes colineares e oblíquas e a escoamentos permanentes. Foram também deduzidas expressões analíticas que permitem determinar a taxa de transporte sedimentar média num ciclo da oscilação a partir de grandezas que caracterizam a ondulação, o sedimento e a corrente média. Os efeitos não estacionários, que são descritos no modelo em termos da razão entre o tempo de deposição dos sedimentos e o tempo de cada meio ciclo da oscilação, foram parametrizados na forma de uma função analítica simples.

A análise dos resultados do modelo em função da velocidade média quadrática da onda, do período da onda, do seu coeficiente de assimetria e do diâmetro mediano do sedimento, permitiu estabelecer que os efeitos não estacionários têm uma importância crescente para valores crescentes de u_{rms} e de r , para os menores períodos da onda e para as condições do escoamento em que se geram rugas no fundo. Nestas condições, observa-se que os valores da taxa de transporte sedimentar calculados com o modelo diferem dos valores que são previstos pelos modelos baseados na hipótese de quase estacionaridade.

As aplicações do modelo apresentado a ondas regulares e irregulares e a sua extensão para o caso de uma granulometria variável são efectuadas nos capítulos seguintes, capítulos 7 e 8.

Capítulo 7

Aplicações do modelo paramétrico a diferentes condições do escoamento

Neste capítulo é feita a aplicação do modelo apresentado no capítulo anterior a um conjunto de dados experimentais relativo a diferentes condições do escoamento (ondas e correntes colineares, ondas e correntes não colineares e corrente permanente). Em cada um dos casos a comparação do débito sedimentar calculado pelo modelo com os resultados experimentais, conduz, mediante um processo de calibração, a uma formulação mais adequada do modelo.

7.1 Ondas e correntes colineares

7.1.1 Ondas regulares

Na tabela 3.1 foram apresentadas as condições experimentais relativas a ondas e a correntes colineares. Considera-se nesta secção as experiências realizadas com ondas regulares e com um sedimento de granulometria simples – séries B, C, E, H, I, J, SYe WI. Os testes experimentais efectuados com ondas irregulares na série B são incluídos nesta secção, pois que a onda foi descrita a partir da teoria de Stokes de segunda ordem. Na tabela A.1 do Anexo A são apresentados os valores dos parâmetros de entrada do modelo assim como os valores da taxa de transporte medidos em cada uma das condições experimentais consideradas.

A figura 7.1 compara os resultados da taxa de transporte de sedimentos média num ciclo da oscilação obtidos com a formulação original de Dibajnia e Watanabe (1992), $\langle q_s \rangle_c$, – equações (6.2), (6.4), (6.5), (6.6) e (6.13) – com os valores experimentais, $\langle q_s \rangle_m$, em função do valor máximo do parâmetro de *Shields* de pele.

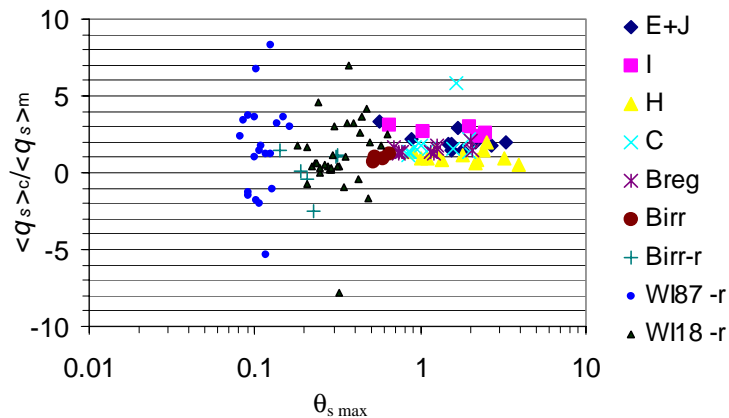


Figura 7.1 - $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ em função de $\theta_{s \max}$. Os valores de $\langle q_s \rangle_c$ foram calculados com o modelo original de Dibajnia e Watanabe (1992).

Observa-se que para os valores de $\theta_{s \max}$ superiores a 0.6 (regime com fundo plano) o valor do cociente $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ encontra-se entre 0.5 e 3, e em todos os casos o sentido do transporte é bem descrito pelo modelo. Para valores de $\theta_{s \max}$ inferiores, no regime de rugas (série B_{irr-r} e WI), observa-se uma grande dispersão dos pontos: o valor do cociente varia neste caso entre -8 e 9 e em alguns casos o sentido do transporte simulado com o modelo é contrário ao observado.

Na figura 7.2 os valores de $\langle q_s \rangle_c$ foram representados em função de $\langle q_s \rangle_m$: a recta traçada a contínuo representa a concordância perfeita entre os resultados do modelo e os resultados experimentais e as duas linhas a tracejado delimitam a região na qual os resultados numéricos diferem dos experimentais por um factor de 2. É de referir que nesta figura não foram representados os pontos para os quais o sentido do transporte não é correctamente simulado.

Dibajnia e Watanabe (1992) apresentam resultados com características muito semelhantes aos observados na figura 7.2, com base nos seguintes dados experimentais obtidos em túneis de onda: Sato (1987), Watanabe e Isobe(1990), Sunamara(1982) e Dibajnia e Watanabe (1992).

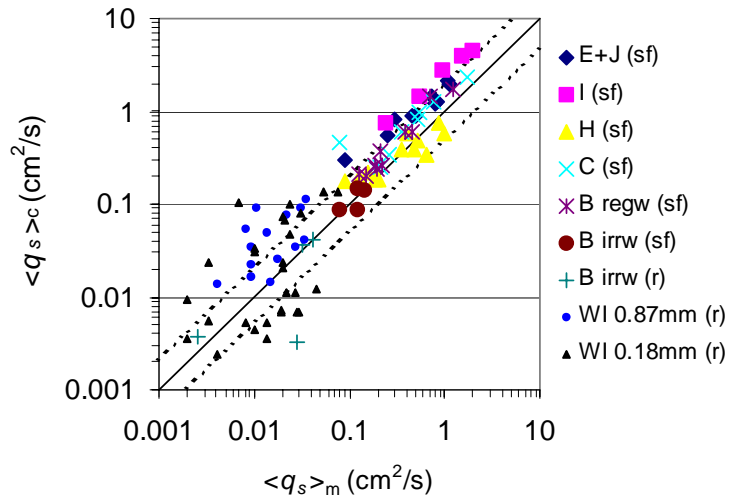


Figura 7.2 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados pelo modelo original de Dibajnia e Watanabe (1992) com os resultados experimentais.

Uma análise cuidada da figura 7.2 revela que: (i) de uma maneira geral, os resultados numéricos sobrestimam os resultados experimentais; (ii) os pontos correspondentes a diferentes granulometrias traçam no diagrama rectas paralelas entre si.

A dependência da solução do modelo de Dibajnia e Watanabe (1992) na dimensão do grão de sedimento foi posta também em evidência por esses autores em 1996 com base na série de dados SY. A figura 7.3 ilustra, para esse conjunto de resultados experimentais, a solução obtida com o modelo. Observa-se a mesma tendência já verificada na figura 7.2¹. Os resultados obtidos indicam que o coeficiente de proporcionalidade α na equação (6.4) depende da dimensão do diâmetro do grão do sedimento considerado. Dibajnia e Watanabe (1996) reformularam a expressão que calcula Ω_i no caso em que não existe interacção, admitindo, como no modelo de Sawamoto e Yamashita (1986), que o transporte em meio ciclo da onda é proporcional à terceira potência da razão entre a velocidade de atrito e a velocidade de queda dos sedimentos:

$$\Omega_i = \frac{1}{2} \frac{u_i^2}{w_c \sqrt{(s-1)gd_{50}}} \quad (7.1)$$

¹ Os valores experimentais da taxa de transporte nas experiências de SY referem-se a valores médios em meio ciclo da onda. No modelo estes valores foram calculados considerando-se que $\Gamma_i = \Omega_i^3$.

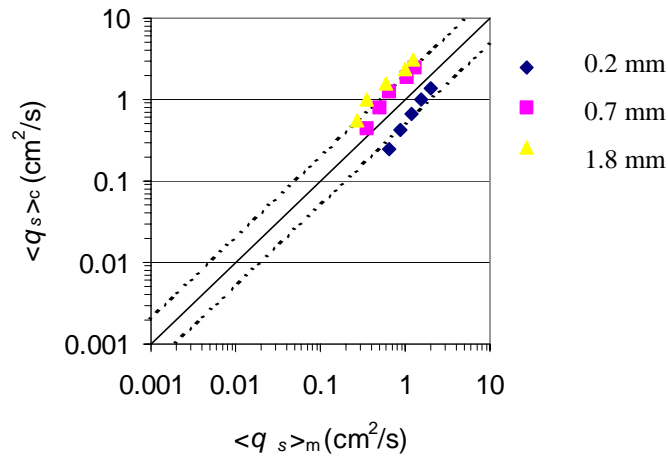


Figura 7.3 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados pelo modelo original de Dibajnia e Watanabe (1992) com os resultados experimentais da série SY para diferentes valores de $d_{50} = 0.2$; 0.7 e 1.8 mm.

Apesar de nestas condições se verificar que todos os pontos da série SY encontram-se alinhados, a validade deste modelo não é geral, na medida em que os valores calculados da taxa de transporte para os sedimentos mais finos ($d_{50} = 0.13$ mm) são superiores aos valores observados.

No modelo de original de Dibajnia e Watanabe, a dependência da solução numérica no diâmetro do grão de sedimento deve-se, em parte, à presença da velocidade de queda no denominador da equação (6.4), $W_0 = w_c$. Substituindo este factor por $\sqrt{(s-1)gd_{50}}$, o transporte adimensional, Φ , é dado por:

$$\Phi = \frac{\langle q_s \rangle}{\sqrt{(s-1)gd_{50}^3}} \quad (7.2)$$

Obtém-se assim uma expressão para Φ que é análoga à apresentada no modelo de Ribberink (1998), equação (3.3).

As figuras 7.4 e 7.5 ilustram a solução obtida para o conjunto de resultados experimentais referidos nas figuras 7.2 e 7.3, tendo em conta a modificação proposta na equação (7.2). Observa-se que os pontos relativos a diferentes granulometrias encontram-

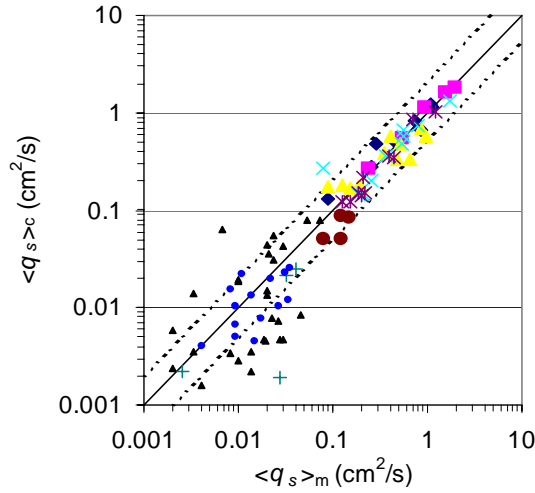


Figura 7.4 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados de acordo com a equação (7.2) e os resultados experimentais (a legenda é igual à da figura 7.2)

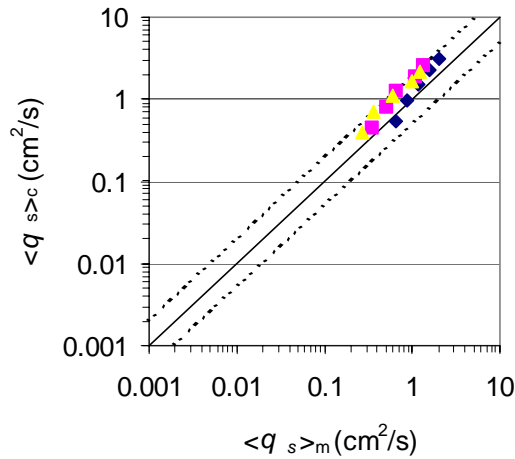


Figura 7.5 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados de acordo com a equação (7.2) e os resultados experimentais da série SY (a legenda é igual à da figura 7.3)

se razoavelmente bem alinhados o que indica que o novo método é válido para uma gama de valores de d_{50} entre 0.13 e 1.8 mm.

As soluções numéricas apresentadas na figuras 7.4 e 7.5 foram obtidas após a calibração do modelo. Para tal, os valores dos parâmetros do modelo, α e β , foram determinados por regressão linear tendo em conta o conjunto de dados experimentais para os quais a aproximação quase estacionária é válida *a priori* (séries B_{reg}, C, E, I e J), como se mostra na figura 7.6. Nesta figura Φ_m representa o transporte adimensional calculado a

partir dos valores observados de $\langle q_s \rangle$ de acordo com a equação (7.2) e os valores de Γ são dados por (ver secção 6.6):

$$\Gamma = \frac{u_c T_c (\Omega_c^3 + \Omega'_c{}^3) - u_t T_t (\Omega_t^3 + \Omega'_t{}^3)}{u_c T_c + u_t T_t} \quad (7.3)$$

Nestas condições, os valores encontrados para α e β são, respectivamente, 0.00019 e 0.55.

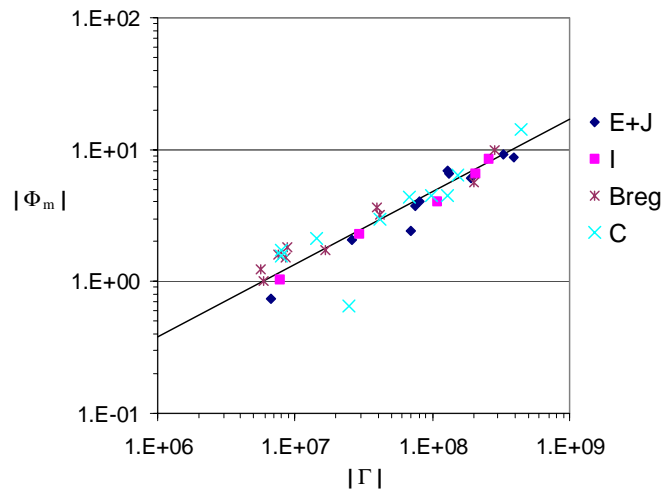


Figura 7.6 – Relação entre Φ_m e $|\Gamma|$

No que respeita ao mecanismo de interacção, a figura 7.7 ilustra a distribuição dos parâmetros de interacção, X_c e X_t , calculados a partir da equação (6.13), em função dos valores máximos do parâmetro de *Shields* de pele para o conjunto de resultados experimentais em análise. Observa-se para o regime de transporte de *sheet flow*, que a probabilidade de ocorrência do mecanismo de interacção aumenta à medida que os valores máximos de θ_s aumentam. Na realidade, este mecanismo só é efectivo para os testes realizados com o sedimento mais fino (série H) e para os valores de $\theta_{s \max}$ superiores a 2.5. Relativamente às condições experimentais para as quais $\theta_{s \max}$ é inferior a 0.6, o mecanismo de interacção ocorre para os valores de $\theta_{s \max}$ compreendidos entre 0.1 e 0.4 (série WI com $d_{50} = 0.18$ mm). A análise da figura 7.4 mostra que é exactamente para estes dois conjuntos de dados experimentais que se observa uma maior dispersão dos pontos. Dado que o mecanismo de interacção é determinante no cálculo do débito sedimentar, coloca-se a questão de saber se este processo é bem representado no modelo.

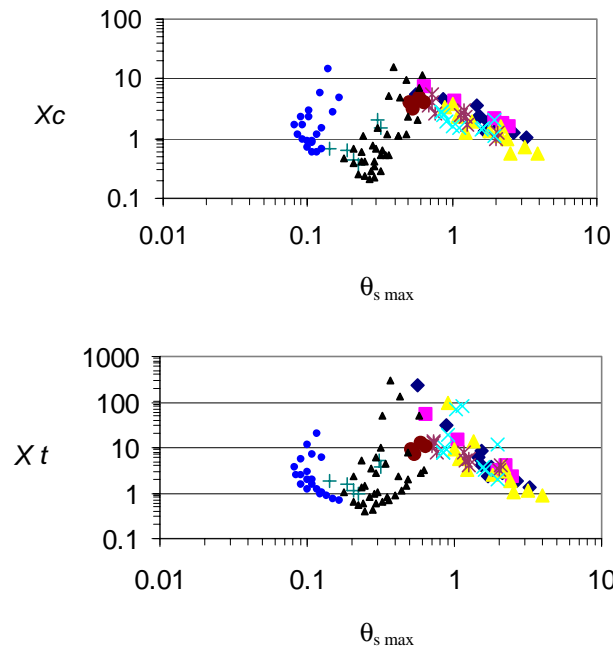


Figura 7.7 – Dependência dos parâmetros de interacção, X_c e X_t em função de $\theta_{s \max}$ com ω_{cr} calculado a partir da equação (6.13) (a legenda é igual à da figura 7.2)

Regime de *sheet flow*

A aplicação dos modelos quase estacionários às séries B, C e E e I, J, realizada, respectivamente por Al-Salem (1993), Ribberink et al. (1994) e Dohmen-Janssen (1999), mostra que se obtém uma boa concordância entre os resultados numéricos e os resultados experimentais. A mesma conclusão pode retirar-se da figura 7.4 e 7.7: para este conjunto de dados os valores dos parâmetros de interacção X_c e X_t são sempre superiores à unidade. O sucesso dos modelos quase estacionários em reproduzir estes resultados experimentais pode ser explicado pelo facto de o fluxo de sedimentos estar confinado à camada de *sheet flow* cuja espessura é pequena (ver tabela 4.2).

Relativamente aos testes efectuados com um sedimento mais fino (série H), Dohmen-Janssen (1999) mostrou, para os casos em que a velocidade orbital da onda é elevada (H4, H5 e H6) ou para pequenos períodos da onda ($T=4s$; H44), que o valor do parâmetro de desfasamento p , definido na equação (3.9) é superior a 0.15, o que indica, de acordo com o seu modelo, a presença de efeitos não estacionários associados ao aumento da espessura da camada de *sheet flow*. Os resultados ilustrados na figura 7.7 ilustram que é

exactamente para este conjunto de testes que ocorre interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação. Deste modo, o mecanismo de interacção formulado parece correcto no que diz respeito à existência de interacção. Contudo, este mecanismo prevê uma redução do transporte no sentido de propagação da onda para valores crescentes da amplitude da velocidade orbital da onda sinusoidal ($U_w=u_1$), que é superior à observada, como se ilustra na figura 7.8.

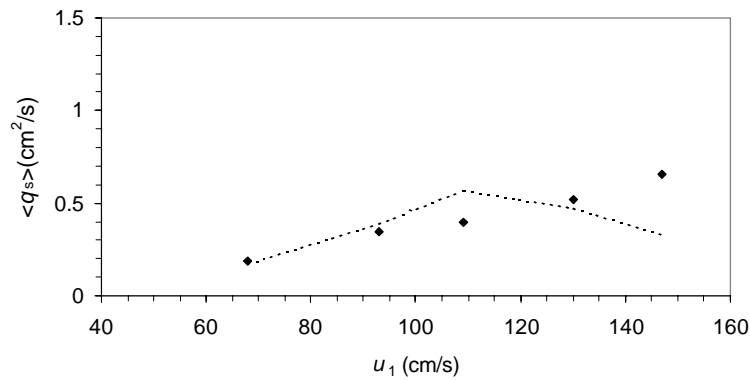


Figura 7.8 – Taxa de transporte média em função da amplitude da velocidade orbital da onda (série H: $T=7.2$ s, $d_{50}=0.13$ mm e $U_0=0.25$ m/s). Os pontos referem-se aos valores experimentais e a linha a tracejado representa a solução numérica.

O parâmetro de interacção X_c , definido na equação (6.9), escreve-se no regime de *sheet flow* e tendo em conta a equação (6.13):

$$X_c = \frac{w_c T_c}{\Delta s} \quad (7.4)$$

O decréscimo dos valores de X_c , para valores crescentes de u_1 , deve-se a um aumento da espessura da camada de sedimentos em suspensão, Δs , através do aumento da velocidade equivalente positiva (w_c é constante e a variação de T_c , para a gama de valores da velocidade orbital considerada na figura 7.8, é de cerca de 10% pelo que esta grandeza pode considerar-se, em primeira aproximação, como constante). Deste modo, poder-se-á supor que o desacordo entre os valores calculados e os valores experimentais da taxa de transporte para $u_1 > 100$ cm/s na figura 7.8, deve-se ao facto da equação (6.11) calcular um valor de Δs que é superior ao que na realidade existe. Uma redução relativa da espessura

Δs para valores crescentes da velocidade orbital da onda, pode ser explicada em termos da dissipação da energia cinética turbulenta na camada de *sheet flow*.

Ribberink e Al-Salem (1994) mostraram que a distribuição vertical da concentração média de sedimentos em suspensão no ciclo da oscilação, $\langle C(z) \rangle$, pode ser descrita pela equação (2.41):

$$\langle C(z) \rangle = C_a \left(\frac{z_a}{z} \right)^{\alpha'} \quad (7.5)$$

onde C_a representa a concentração de referência ao nível z_a e α' representa o factor de decaimento da concentração de sedimentos que é dado por $(w_c/\gamma) z$, sendo γ o coeficiente de difusividade. A figura 7.9 ilustra os valores de α' que optimizam os resultados experimentais da série B em função do valor máximo do parâmetro de *Shields* de pele e que são denominados por α_{meas} .

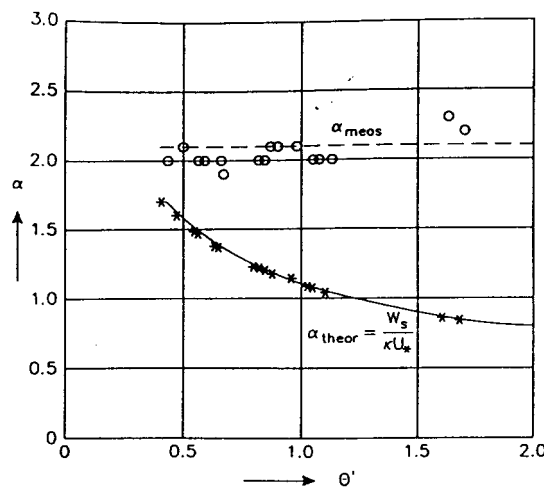


Figura 7.9 - Parâmetro de decaimento da concentração de sedimentos em função do valor máximo do parâmetro de *Shields* (reprodução de Ribberink e Al-Salem, 1995).

Observa-se que os valores do factor de decaimento encontram-se pouco dispersos em torno do valor 2 e não apresentam uma relação com o parâmetro de *Shields*. A curva a contínuo nesta figura ilustra a solução teórica admitindo que o coeficiente de difusividade é invariante no tempo e cresce linearmente com z (Ribberink e Al-Salem, 1994: $\gamma = k |u_*| z$, pelo que $\alpha'_{teor} = w_c/(k |u_*|)$). Para qualquer condição experimental, observa-se que os

valores de α_{meas} são sempre superiores aos valores teóricos o que indica que os sedimentos estão confinados a uma zona junto ao fundo cuja espessura é menor do que a prevista teoricamente. Estes resultados sugerem que existe dissipação da energia cinética turbulenta na região do escoamento acima do fundo móvel, que se deve provavelmente à estratificação da concentração de sedimentos na camada de *sheet flow*, e que essa dissipação aumenta com o valor do parâmetro de *Shields* de pele. Este facto experimental não foi considerado no estabelecimento da equação (6.11).

Deste modo, a equação que determina a espessura da camada de sedimentos em suspensão, equação (6.11) deveria conter um factor que depende do parâmetro de *Shields*. Este factor diminuiria a espessura da camada de sedimentos em suspensão calculada através da equação (6.11), de um determinado valor que aumenta com o parâmetro de *Shields*. Descrever-se-ia assim, a influência da dissipação da energia cinética turbulenta mas também da dimensão do diâmetro do grão de sedimento no valor de Δ_s . Este processo pode ser descrito indirectamente no mecanismo de interacção mediante a variação do valor de ω_{cr} com o parâmetro de *Shields* de pele no regime de *sheet flow*.

Para estabelecer / verificar a equação (6.13) que relaciona ω_{cr} e θ_s calcularam-se os valores de ω_{cr} que optimizam o transporte calculado pelo modelo. Estes valores são determinados do seguinte modo. Conhecidos os valores experimentais de $\langle q_s \rangle$, pode determinar-se os valores experimentais da função G_x , mediante a substituição da equação (6.78) em (6.68). A partir da resolução da equação de definição de G_x , equação (6.81), determinam-se os valores de ω_{cr} que minimizam a diferença entre o débito sedimentar calculado e o observado. Os valores de ω_{cr} encontrados denominam-se $\omega_{crideal}$. A equação (6.81) é resolvida por um método iterativo em que os valores dos parâmetros de interacção, X_c e X_t , variam entre 0 e 1. No caso em que a equação não tem solução, admite-se que o mecanismo de interacção não intervém; nestas condições, considera-se que o valor de ω_{cr} é igual ou superior ao máximo entre ω_c e ω_t .

As figuras 7.10 e 7.11 ilustram os valores de $\omega_{crideal}$, respectivamente, em função do $\max(\omega_c, \omega_t)$ e do valor máximo do parâmetro de *Shields* de pele, para todo o conjunto de resultados experimentais. Neste ponto faz-se a análise dos resultados relativos ao regime de *sheet flow*.

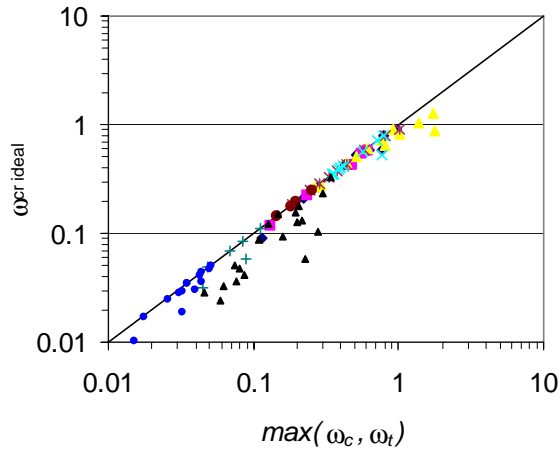


Figura 7.10 – Relação entre $\omega_{cr ideal}$ e $\max(\omega_c, \omega_t)$ (a legenda é igual à da figura 7.2)

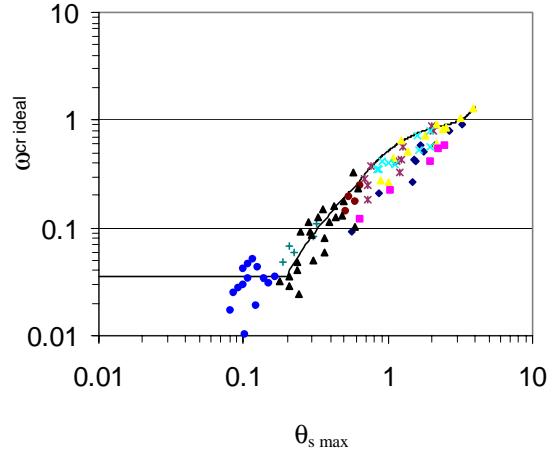


Figura 7.11 - Relação entre $\omega_{cr ideal}$ e $\theta_{s max}$ (a legenda é igual à da figura 7.2)

Na figura 7.10, observa-se que os valores de $\omega_{cr ideal}$ são inferiores aos valores de $\max(\omega_c, \omega_t)$ para algumas das condições experimentais da série H. Para estas condições o mecanismo de interacção é efectivo.

A partir da distribuição dos pontos na figura 7.11 determinou-se a lei de variação de ω_{cr} em função de $\theta_{s max}$, que optimiza os resultados do modelo no regime de *sheet flow*:

$$\omega_{cr} = a_1 + b_1 \theta_{s max} + b_2 \theta_{s max}^2 + b_3 \theta_{s max}^3 \quad (\theta_{s max} > 0.6) \quad (7.6)$$

com $a_1 = -0.408$, $b_1 = 1.367$, $b_2 = -0.511$ e $b_3 = 0.069$. Esta curva está representada na figura 7.11 pela linha a contínuo. A equação (7.6) foi determinada com base nos seguintes pressupostos:

- para o conjunto de pontos experimentais relativos às séries B_{reg}, C, E, I e J, os valores de ω_{cr} podem ser iguais ou superiores a $\omega_{crideal} = \max(\omega_c, \omega_t)$;
- para a série H os valores de ω_{cr} devem ajustar-se aos valores de $\omega_{crideal}$ obtidos;
- deve haver continuidade da função para o regime de rugas.

É de salientar que este estudo mostra que a equação (6.13) proposta por Dibajnia e Watanabe (1992) é válida para o conjunto de pontos experimentais relativos às séries B_{reg}, C, E, I e J, portanto para os diâmetros medianos iguais a 0.20 e 0.32 mm.

A figura 7.12 compara os valores da taxa de transporte calculados e observados tendo em conta a nova lei de variação de ω_{cr} . Relativamente aos resultados apresentados na figura 7.4, observa-se que o modelo descreve melhor os resultados experimentais relativos à série H.

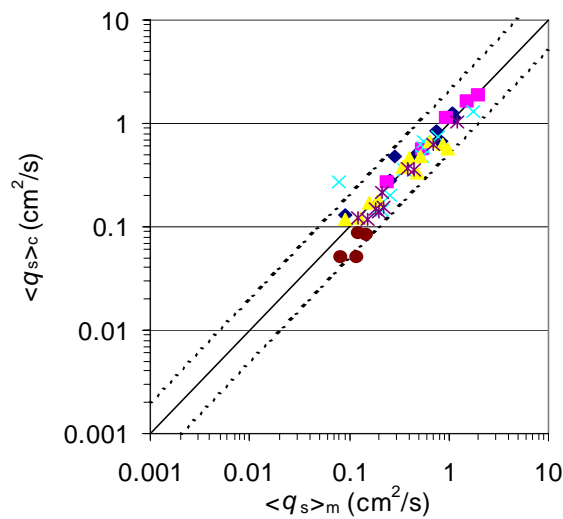


Figura 7.12 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados com ω_{cr} dado pela equação (7.6), e os resultados experimentais (a legenda é igual à da figura 7.2).

Regime com rugas

A figura 7.7 mostra, para a maior parte das condições experimentais da série WI com $d_{50} = 0.87$ mm, que o mecanismo de interacção formulado por Dibajnia e Watanabe

não é efectivo. Do mesmo modo, observa-se que para estas condições os valores de $\omega_{cr \text{ ideal}}$ na figura 7.10 não diferem em muito do valor máximo de ω_c e ω_t . Watanabe e Isobe (1990) observaram que para este conjunto de testes experimentais, apesar de se formarem rugas bidimensionais, o modo de transporte principal é por arrastamento e tem o mesmo sentido da corrente média. Exceptuam-se alguns casos em que a velocidade média da corrente é negativa ($-20 \text{ cm/s} < U_0 < 0$), onde se observa que parte do sedimento que é mobilizado durante o meio ciclo da oscilação com velocidades negativas entra em suspensão e é transportado pelo meio ciclo da oscilação seguinte o que contribui, deste modo, para o aumento do débito no sentido positivo. Com ω_{cr} calculado através da equação (6.13), o modelo prevê interacção do fluxo de sedimentos, mas não simula correctamente o sentido do transporte associado a estas condições, como se observa na figura 7.13 (a). Os valores de $\omega_{cr \text{ ideal}}$ que permitem simular o sentido (mas não a intensidade) do débito sedimentar para estas condições experimentais são nulos, como se ilustra na figura 7.13 (b). É de referir que os resultados destes testes não foram representados na figura 7.10 e 7.11.

Para estabelecer a relação entre ω_{cr} e $\theta_{s \text{ max}}$ para os valores de $\theta_{s \text{ max}}$ inferiores a 0.2 consideraram-se somente as condições experimentais da série WI ($d_{50}=0.87 \text{ mm}$) para as quais o modelo descreve correctamente o sentido do transporte. Para este conjunto de dados observa-se na figura 7.13 (b) que a variação de $\omega_{cr \text{ ideal}}$ é pequena (entre 0.02 e 0.05) e não apresenta uma correlação com o valor máximo do parâmetro de *Shields*, como se pode verificar na figura 7.11. Deste modo, considerou-se que ω_{cr} é constante e igual a 0.0035 para os valores de $\theta_{s \text{ max}}$ inferiores a 0.2 (ver a linha a contínuo representada na figura 7.11):

$$\omega_{cr} = 0.035 \quad (\theta_{s \text{ max}} < 0.2) \quad (7.7)$$

Este valor limite é muito próximo do valor estabelecido na equação (6.13).

Para o conjunto de testes da série WI com $d_{50}= 0.18 \text{ mm}$, observa-se, de acordo com Watanabe e Isobe (1990), a formação de rugas tridimensionais com faces escarpadas. Devido aos vórtices que são gerados em cada um dos meios ciclos da oscilação, os sedimentos entram em suspensão e são transportados pelo escoamento. Para valores da intensidade da velocidade da corrente média elevados, os sedimentos são transportados na direcção da corrente e o mecanismo de interacção não é muito efectivo. Nos casos em que

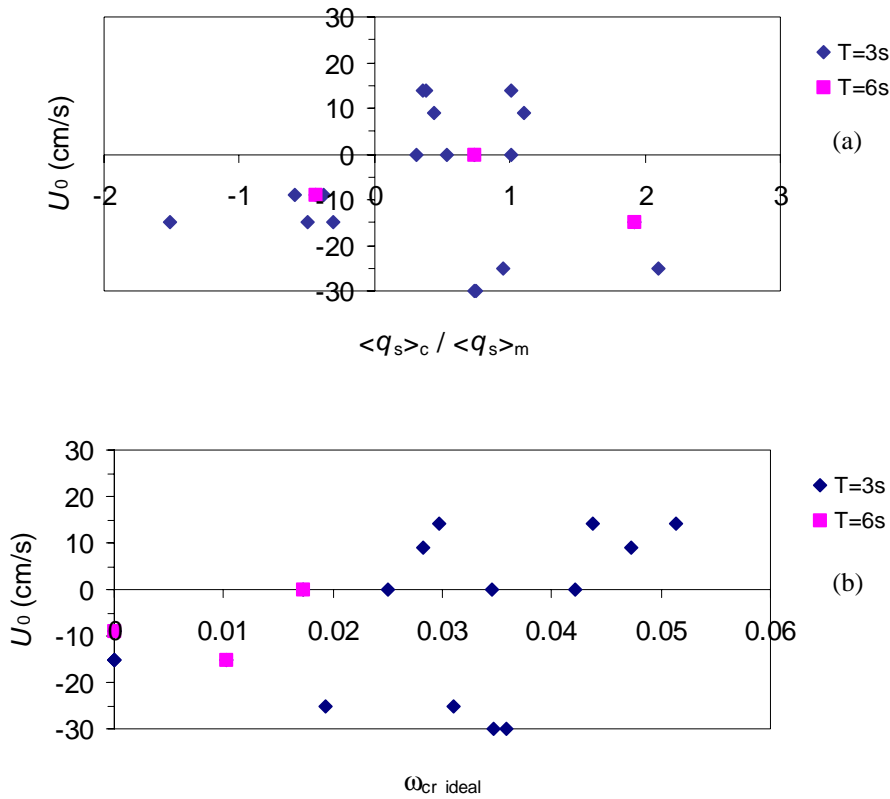


Figura 7.13 – Distribuições de (a) $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ e de (b) $\omega_{cr \text{ ideal}}$ em função da velocidade média da corrente (Série WI, $d_{50} = 0.87$ mm). Em (a) ω_{cr} é calculado a partir da eq.(6.13).

a velocidade da corrente média é nula ou relativamente pequena, $|U_0| \leq 20$ cm/s os processos não estacionários são importantes, observando-se inclusive situações em que o transporte é no sentido contrário ao da corrente média ($0 \leq U_0 < 20$ cm/s). A análise feita anteriormente descreve de um modo geral o comportamento referido: os valores de $\omega_{cr \text{ ideal}}$ são, como se mostra na figura 7.10 inferiores ao valor máximo de ω_c e ω_t , o que pressupõe que o mecanismo de interação deve ser considerado. Contudo, como para $d_{50}=0.87$ mm, observa-se na figura 7.14 (a) e (b) que há alguns testes ($0 \leq U_0 < 20$ cm/s) em que o sentido do transporte não é bem reproduzido pelo modelo e para os quais o valor de $\omega_{cr \text{ ideal}} = 0$. Para estabelecer a relação entre ω_{cr} e θ_s para os valores de θ_s compreendidos entre 0.2 e 0.6 consideraram-se apenas os testes para os quais o modelo descreve correctamente o sentido do transporte. Observa-se que a gama da valores de $\omega_{cr \text{ ideal}}$ é mais larga do que a observada na figura 7.13 (b) (entre 0.025 e 0.3) e apresenta uma relação com $\theta_{s \text{ max}}$, como se ilustra na figura 7.11. A variação de ω_{cr} em função de θ_s foi estabelecida mediante o

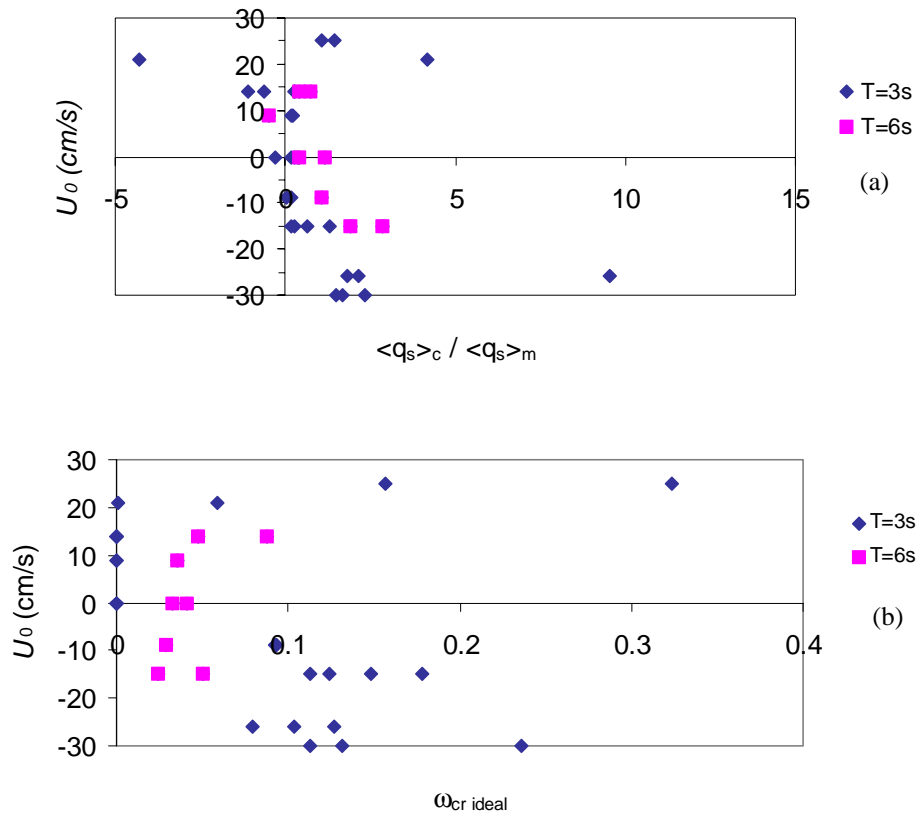


Figura 7.14 - Distribuições de (a) $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ e de (b) $\omega_{cr \text{ ideal}}$ em função da velocidade média da corrente (Série WI, $d_{50} = 0.18$ mm). Em (a) ω_{cr} é calculado a partir da eq.(6.13).

ajuste de um polinómio do terceiro grau ao conjunto de pontos representados na figura 7.11:

$$\omega_{cr} = a_1 + b_1 \theta_{s \text{ max}} + b_2 \theta_{s \text{ max}}^2 + b_3 \theta_{s \text{ max}}^3 \quad (0.2 < \theta_{s \text{ max}} < 0.6) \quad (7.8)$$

com $a_1 = -0.053$, $b_1 = 0.39$, $b_2 = 0.28$ e $b_3 = -0.161$.

É de referir que as figuras 7.13 (b) e 7.14 (b) ilustram que existe uma dependência do valor de $\omega_{cr \text{ ideal}}$ no período da onda. Poder-se-ia considerar diferentes curvas de $\omega_{cr} = f(\theta_{s \text{ max}})$ em função de T . No entanto, o conjunto de pontos experimentais de que se dispõe não é suficientemente extenso para estabelecer esse tipo de relação e verificou-se, através de experiências efectuadas com o modelo, que tais relações não melhoravam significativamente os resultados do modelo.

A figura 7.15 compara os valores da taxa de transporte calculados e observados quando o valor de ω_{cr} é calculado a partir das equações (7.7) e (7.8). Relativamente aos

resultados apresentados na figura 7.4, observa-se, de uma maneira geral, que o modelo descreve melhor os resultados experimentais relativos a estas condições experimentais.

Os resultados do modelo ilustrados na figura 7.15 apresentam uma maior dispersão face aos resultados obtidos no regime de *sheet flow*. Este facto pode dever-se a que no regime de rugas os valores do transporte observados são muito pequenos, aproximadamente duas ordens de grandeza inferiores aos que se observam no regime de *sheet flow*, pelo que a importância dos erros experimentais é mais importante.

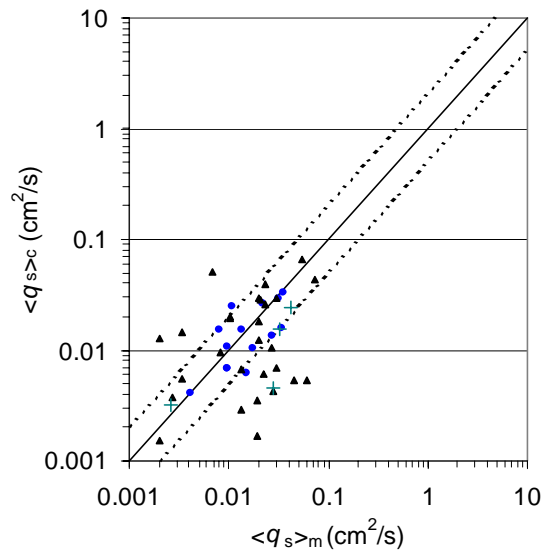


Figura 7.15 - Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados com ω_{cr} dado pelas equações (7.7) e (7.8), e os resultados experimentais (a legenda é igual à da figura 7.2).

7.1.1.1 Comparação com os resultados de outros modelos

Nesta secção são apresentados os resultados de alguns dos modelos quase estacionários e semi não estacionários referidos no capítulo 3 (Dibajnia e Watanabe original, Bailard, Ribberink e Dohmen-Janssen). As soluções obtidas são comparadas com os resultados do novo modelo semi não estacionário apresentado na secção anterior. Este estudo permite estabelecer a validade do novo modelo face aos modelos existentes na literatura.

Modelo de Dibajnia e Watanabe (1992)

Na secção anterior foram apresentadas as soluções do modelo original de Dibajnia e Watanabe (ver figura 7.2). Far-se-á aqui a comparação dos resultados desse modelo com as do novo modelo através da análise do número de testes para os quais a razão entre o débito sedimentar calculado e observado se encontra dentro de uma determinada gama de valores.

As figuras 7.16 e 7.17 representam, respectivamente, para o modelo original de Dibajnia e Watanabe e para o novo modelo, as distribuições percentuais do cociente $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ no factor de 1.5 (classe c1: 2/3-1.5), no factor de 2 (classe c2: 0.5-2.0), no factor de 4 (classe c3: 0.25-4.0) e no factor de 100 (classe c4: 0-100.0). Na classe c4, a diferença entre o valor máximo de 100% e o valor indicado representa a percentagem de testes experimentais para os quais o sentido do transporte não é bem simulado pelo modelo.

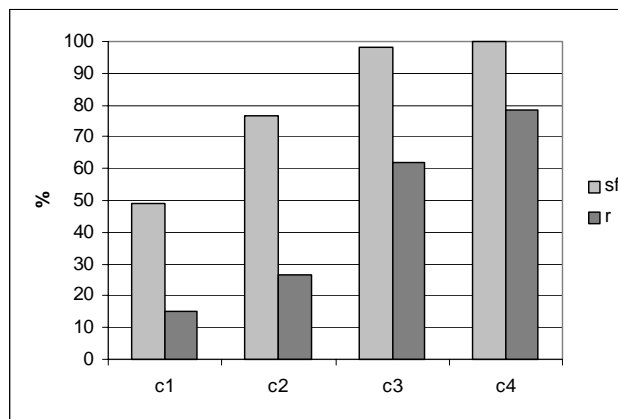


Figura 7.16 – Distribuição de $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ para o modelo de Dibajnia e Watanabe (1992)
(sf - regime de *sheet flow*; r – regime de rugas)

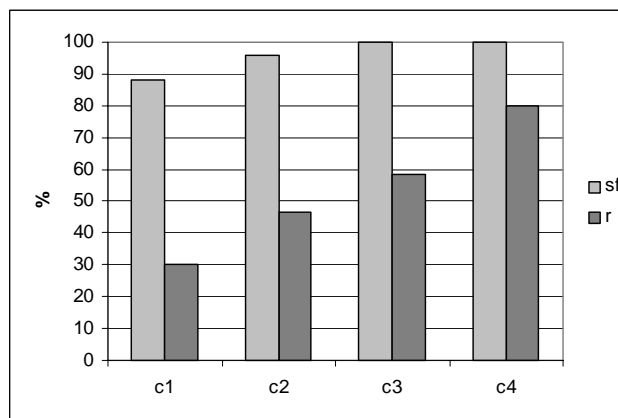


Figura 7.17 – Distribuição de $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ para o novo modelo.
(sf - regime de *sheet flow*; r – regime de rugas)

Para as séries de testes correspondentes ao regime de *sheet flow* – sf – (B, C, E, H, I e J) observa-se que o número de pontos nas classes c1 e c2 aumenta significativamente se se considerar a solução do novo modelo. A percentagem de pontos é, neste último caso, cerca de 90% para a classe c1 e cerca de 95% para a classe c2. No que respeita ao regime de rugas – r – (séries B e WI) ambos os modelos não descrevem correctamente o sentido do transporte em 20% dos testes. Contudo, observa-se que o número de pontos nas classes c1 e c2 duplica para o novo modelo. Apesar dos resultados obtidos para este conjunto de pontos experimentais não ser tão satisfatório como o que se observa para o regime com fundo plano, é de notar que o novo modelo prevê que quase 50% dos resultados se encontram dentro da classe c2. Os resultados obtidos mostram que as modificações introduzidas no modelo de Dibajnia e Watanabe ao nível do mecanismo de interacção e na constante de calibração α , melhoram os resultados numéricos, tanto no regime de *sheet flow*, como nos casos em existem formas de fundo.

Bailard (1981)

As figuras 7.18 e 7.19 comparam os valores da taxa de transporte sedimentar calculados com o modelo de Bailard com os resultados experimentais da base de dados. O coeficiente de atrito, f_{cw} , que intervém na equação (3.2) foi determinado de acordo com a equação (2.32) e os valores de f_c e de f_w foram calculados de acordo com as equações (2.17) e (2.23) – Swart, respectivamente. Considerou-se que o valor da rugosidade equivalente de Nikuradse, K_N é igual a $2.5d_{50}$. Se se tiver em conta o aumento da rugosidade devido à presença de formas de fundo ou da camada de *sheet flow*, os valores do transporte calculados seriam superiores aos indicados.

A análise das figuras mostra que:

- o modelo de Bailard sobrestima, de uma maneira geral, os valores experimentais do transporte em ambos os regimes;
- para os testes em que os processos não estacionários são importantes (granulometria mais fina e períodos da onda mais pequenos - série H e WI18), observa-se que o afastamento entre os valores calculados e os valores experimentais é maior.

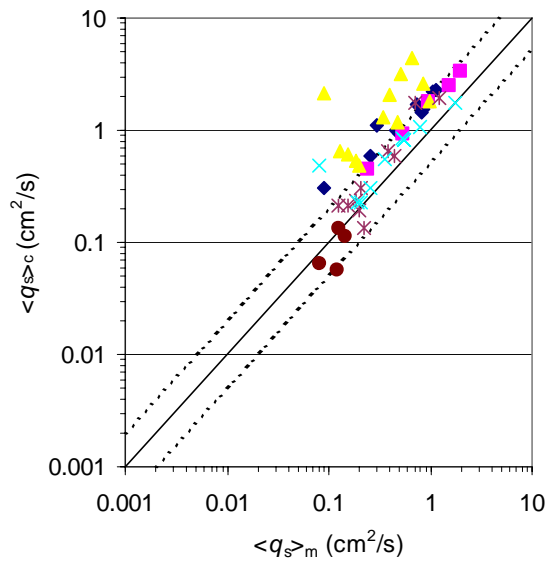


Figura 7.18 - Comparação entre o débito sedimentar calculado com o modelo de Bailard (1981) e os resultados experimentais para o regime de *sheet flow* (a legenda é igual à da figura 7.2).

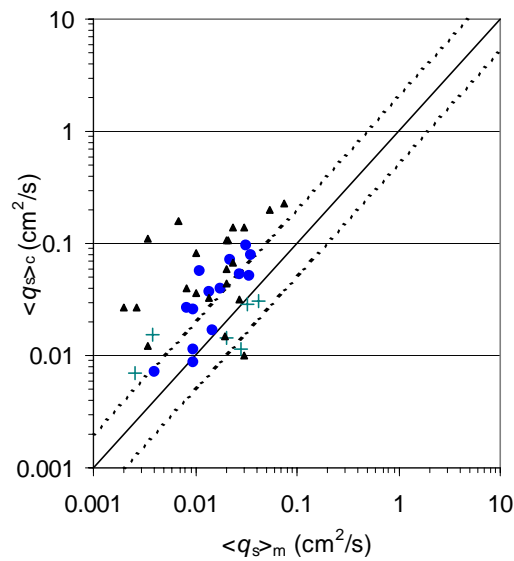


Figura 7.19 - Comparação entre o débito sedimentar calculado com o modelo de Bailard (1981) e os resultados experimentais para o regime de transporte sobre um fundo com rugas (a legenda é igual à da figura 7.2).

À semelhança da figura 7.16, a figura 7.20 ilustra a distribuição de $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ para o modelo de Bailard. As diferenças relativas aos resultados obtidos com o novo modelo semi não estacionário, ilustrados na figura 7.17 são evidentes. É de referir, no

entanto, que a fórmula de Bailard foi originalmente desenvolvida para condições do escoamento com fundo plano na zona de *surf*. Nestas condições, observa-se a partir da figura 7.20, que para cerca de 60% dos testes o valor do transporte calculado encontra-se dentro do factor de 2 relativamente aos valores experimentais. No regime de rugas este valor é inferior a 20%, e em cerca de 30% dos testes o modelo não simula correctamente o sentido do transporte. Estes resultados estão de acordo com o estudo efectuado por Soulsby em 1995 com base numa série de dados laboratoriais e de campo muito extensa (Soulsby, 1997).

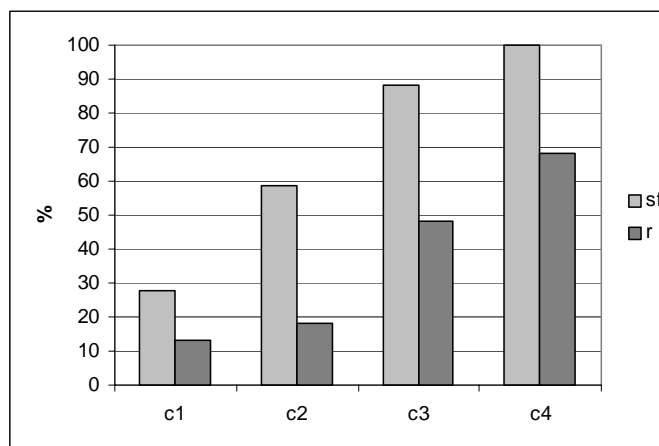


Figura 7.20 – Distribuição de $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ para o modelo de Bailard (1981)
(sf - regime de *sheet flow*; r – regime de rugas)

Ribberink (1998) / Dohmen-Janssen (1999)

A figura 7.21 ilustra os resultados do modelo de Ribberink para um conjunto de dados experimentais muito extenso correspondente a diferentes condições do escoamento. Nesta secção consideram-se somente os resultados relativos a escoamentos oscilatórios na presença ou não de uma corrente média; os resultados relativos a uma corrente permanente são discutidos na secção 7.3.

Para calibrar e validar a solução numérica do seu modelo, Ribberink considerou um conjunto de dados experimentais obtidos em fundo plano para os quais são válidas as hipóteses quase – estacionárias. Este conjunto engloba as séries C, E, B e SY referidas anteriormente e os resultados experimentais de King realizados em 1991 no OWT do *Scripps Institute of Oceanography*. Este último conjunto de dados consta de 31 testes experimentais nos quais foram efectuadas medições do débito sedimentar em meio período de uma onda sinusoidal, considerando diferentes granulometrias d_{50} : 0.44 – 1.1 mm.

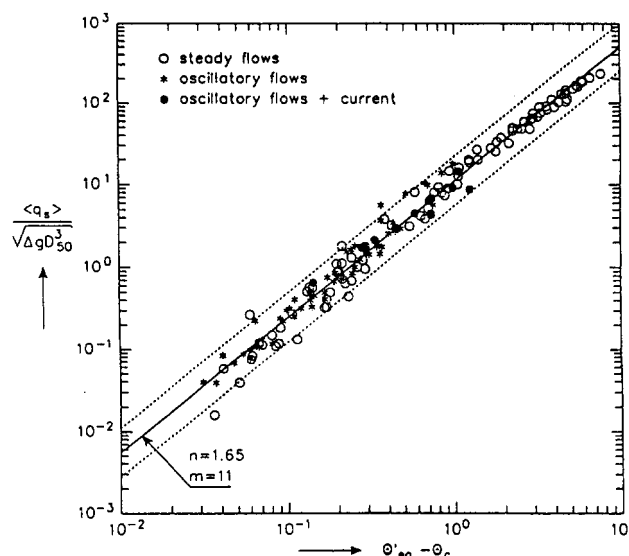


Figura 7.21 – Taxa de transporte adimensional em função da diferença entre o parâmetro de *Shields* de pele e o parâmetro de *Shields* crítico, no modelo de Ribberink (reprodução de Ribberink, 1998).

A figura 7.21 mostra que para o conjunto de dados considerado existe uma boa correlação entre a taxa de transporte adimensional e o excesso de tensão efectiva que actua no fundo móvel. Os valores de τ_b foram calculados considerando as contribuições de K_{Ns} e de K_{Nt} de acordo com a equação (2.45).

Dohmen-Jassen (1999) aplicou o modelo de Ribberink a um conjunto de dados experimentais mais extenso que engloba as séries I, J, e H. A figura 7.22 (a, b) ilustra a dependência dos resultados experimentais e da solução do modelo de Ribberink (linhas a contínuo) em função da amplitude da velocidade orbital e do período da onda; na figura 7.22 (c) considera-se a influência da variação do diâmetro mediano do sedimento para as mesmas condições do escoamento. A análise da figura mostra que para algumas condições experimentais (testes H5, H6 e H44), os resultados do modelo de Ribberink excedem os valores experimentais e não se encontram dentro do factor de 2.

Como foi apresentado no capítulo 3, Dohmen-Janssen, generalizou o modelo de Ribberink para os casos em que os processos não estacionários, resultantes do desfasamento entre o tempo de resposta do sedimento e do escoamento, são importantes. A solução do modelo após um processo de calibração está representada na figura 7.22. Verifica-se que o modelo de Dohmen-Janssen reproduz de um modo satisfatório os testes experimentais para os quais os efeitos não estacionários são importantes (H4, H5, H6,

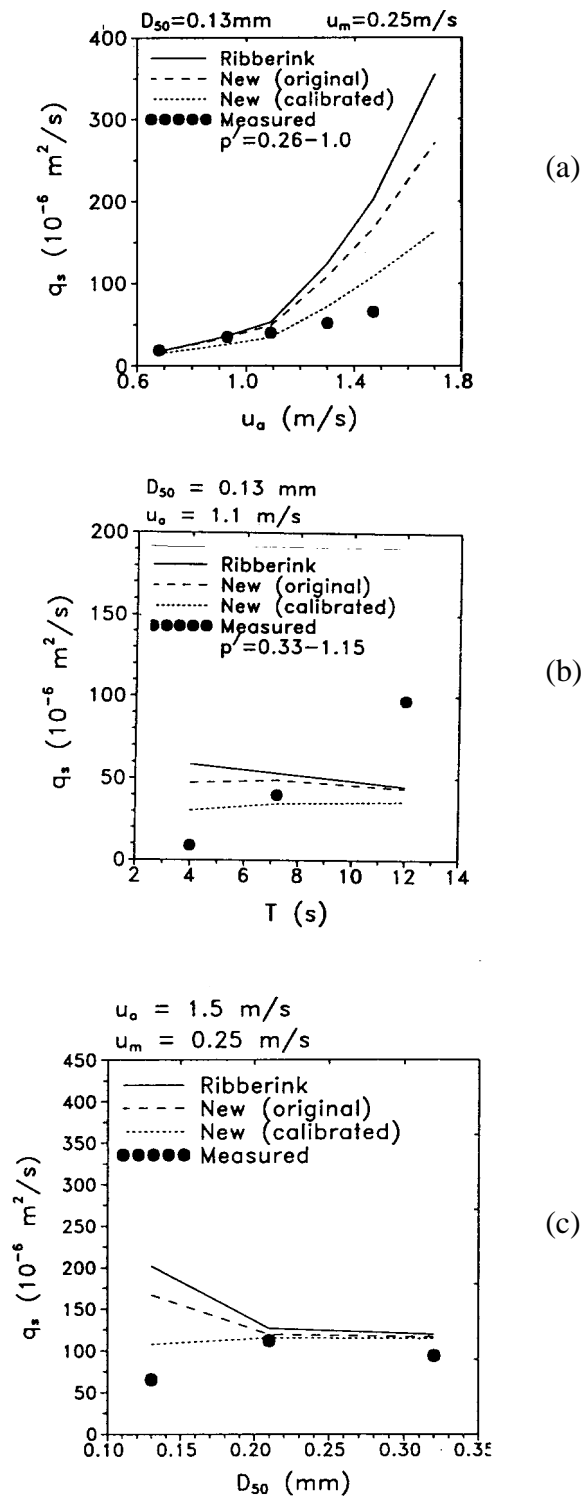


Figura 7.22 – Taxa de transporte de sedimentos calculada pelos modelos de Ribberink e de Dohmen-Janssen em função (a) da amplitude da velocidade orbital da onda, (b) do período da onda e (c) do diâmetro mediano do sedimento, d_{50} (reprodução de Dohmen-Janssen, 1999).

H44 e H24) e que os resultados numéricos reduzem-se aos resultados do modelo de Ribberink quando as hipóteses quase estacionárias são válidas.

A figura 7.23 ilustra, à semelhança da figura 7.22, a resposta do modelo baseado na formulação de Dibajnia e Watanabe. São representadas as seguintes soluções: dw92 refere-se à solução obtida com o modelo original, s1 refere-se à solução obtida após a calibração das constantes do modelo (α , β) e s2 refere-se à solução obtida também após a correcção do mecanismo de interacção. Relativamente à solução apresentada por Dohmen-Janssen, observa-se que a solução s2 reproduz melhor o conjunto de resultados experimentais.

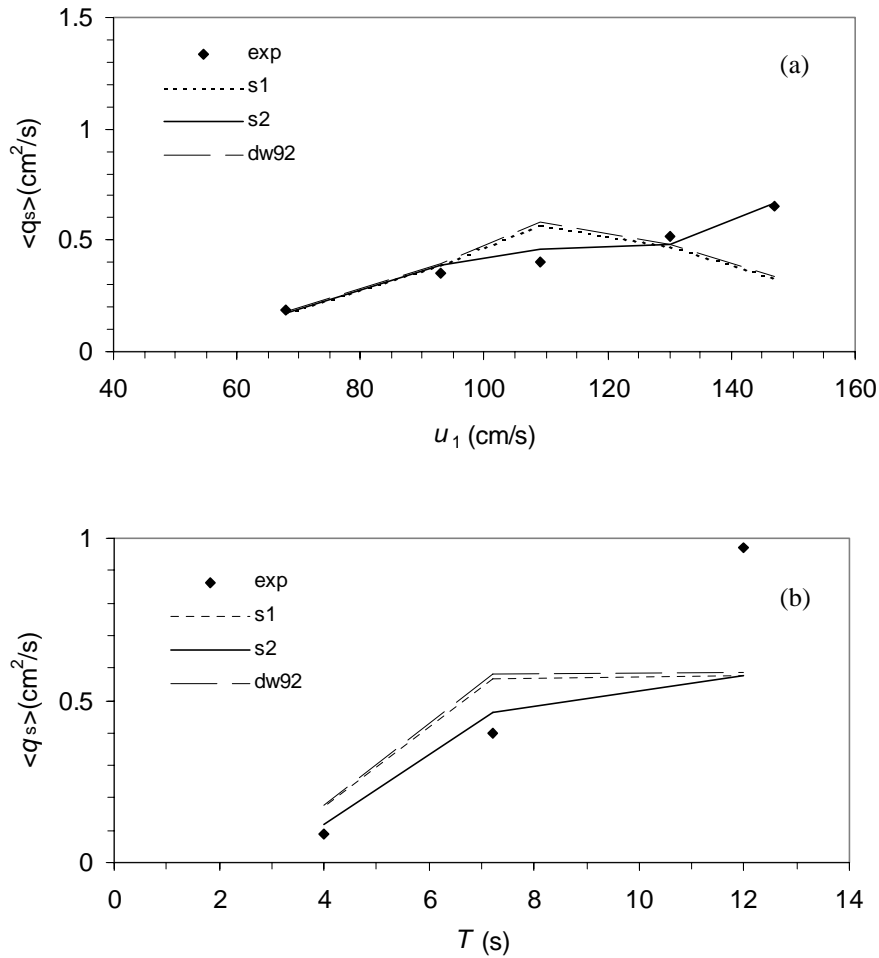


Figura 7.23 – Taxa de transporte de sedimentos calculada pelo modelo baseado na formulação de Dibajnia e Watanabe em função (a) da amplitude da velocidade orbital da onda, (b) do período da onda e (c) do diâmetro mediano do sedimento, d_{50} . As condições experimentais correspondentes estão indicadas na figura 7.22.

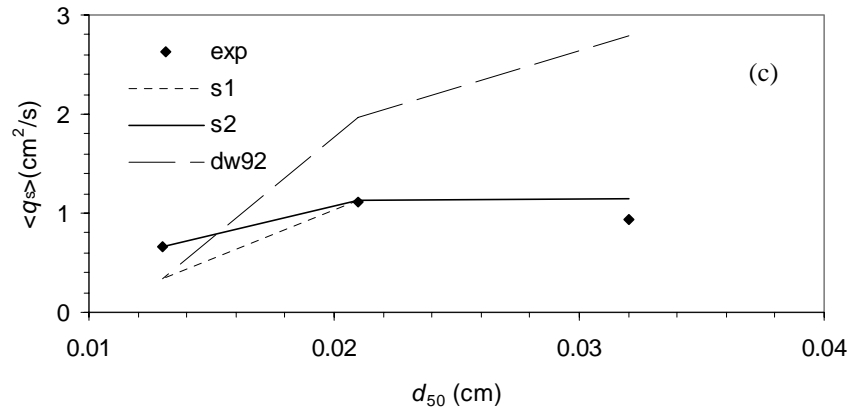


Figura 7.23 – (cont.)

7.1.2 Ondas irregulares

Na secção anterior o modelo paramétrico de transporte de sedimentos foi aplicado a ondas regulares, isto é, a ondas periódicas no espaço e no tempo. As ondas reais que se aproximam da costa têm no entanto um carácter irregular, em que a altura e o período variam estocasticamente no tempo.

O modo como a energia das ondas se distribui pelas diferentes frequências de oscilação constitui um espectro de ondas. Do ponto de vista do transporte sedimentar, o espectro de *Jonswap* é o mais apropriado para descrever o regime de ondulação dado que descreve as ondas que se propagam na zona costeira da plataforma continental e que “sentem” o fundo. A forma deste espectro é descrita pela seguinte equação:

$$S(\omega) = B \left(\frac{H_s}{4} \right)^2 \frac{\omega_p^4}{\omega^5} e^{-\frac{5}{4} \left(\frac{\omega_p}{\omega} \right)^4} \gamma^{\phi \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right)} \quad (7.9)$$

$$\phi \left(\frac{\omega}{\omega_p} \right) = e^{-\frac{1}{2\beta^2} \left(\frac{\omega}{\omega_p} - 1 \right)^2} \quad (7.10)$$

onde ω_p representa a frequência angular correspondente ao período de pico do espectro, T_p , H_s representa a altura significativa das ondas (média do 1/3 da altura das ondas mais

elevadas) e as constantes γ , B e β têm os seguintes valores: $\gamma = 3.3$, $B = 3.29$ e $\beta = 0.07$ para $\omega \leq \omega_p$ e $\beta = 0.09$ para $\omega > \omega_p$. Deste modo, a forma do espectro $S(\omega)$ fica completamente definida se se conhecerem os valores de T_p e H_s .

Nesta secção, inicialmente é descrito o modo como o modelo de transporte de sedimentos apresentado no capítulo 6 é adaptado para ondas irregulares. Nesta perspectiva, a série de ondas irregulares é interpretada como um conjunto de ondas individuais que se sucedem no tempo e calcula-se o transporte de sedimentos para cada uma dessas ondas, de acordo com o método exposto anteriormente. Posteriormente, o comportamento do modelo é analisado tendo em conta os resultados experimentais de Dibajnia e Watanabe (1998) e é estudada a hipótese de reproduzir o transporte de sedimentos associado a ondas irregulares a partir de uma onda monocromática equivalente.

7.1.2.1 Extensão do modelo para ondas irregulares

A figura 7.24 representa, de uma maneira genérica a evolução temporal da componente horizontal da velocidade do escoamento associada à propagação de um trem de ondas irregulares.

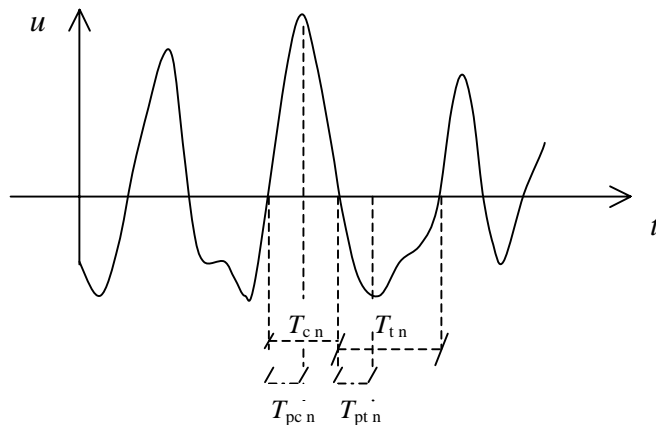


Figura 7.24 –Velocidade do escoamento associado a uma série de ondas irregulares

A partir da análise do registo das velocidades é possível identificar cada uma das ondas individuais que compõem o sinal mediante o cálculo dos instantes em que a velocidade inverte o sinal. Desta forma, os tempos de duração de cada meio ciclo positivo e negativo da onda individual genérica n , respectivamente, $T_{c(n)}$ e $T_{t(n)}$, são calculados, e

as velocidades equivalentes correspondentes, respectivamente, $u_{c(n)}$ e $u_{t(n)}$, são determinadas a partir da integração numérica das equações (6.3) (utiliza-se para tal o método dos trapézios). O valor da taxa de transporte média para cada uma das ondas individuais, $\langle q_s \rangle_n$, é calculado a partir da equação (6.4), e o valor do transporte correspondente a todo o registo de ondas, $\langle q_s \rangle$, é quantificado tendo em conta todas as ondas individuais que ocorrem no período de tempo em análise:

$$\langle q_s \rangle = \frac{\sum_{n=1}^N \langle q_s \rangle_n T_{(n)}}{\sum_{n=1}^N T_{(n)}} \quad (7.11)$$

Nesta equação N representa o número total de ondas identificadas e $T_{(n)}$ o período de oscilação de cada onda individual, $T_{(n)} = T_{c(n)} + T_{t(n)}$. O cálculo das quantidades $\Omega_{c(n)}$, $\Omega'_{c(n)}$, $\Omega_{t(n)}$ e $\Omega'_{t(n)}$ é feito de modo análogo ao anterior, mas agora $\Omega'_{t(n)}$ representa a quantidade de sedimentos que permaneceu em suspensão depois do segundo meio ciclo da onda precedente, isto é, $\Omega'_{t(n)} = \Omega'_{t(n-1)}$.

O valor de ω_{cr} é determinado em função do valor do parâmetro de *Shields* máximo. No presente caso, em que o perfil da velocidade é complexo, o tipo de fundo presente pode não ser bem caracterizado pelo valor “instantâneo” do parâmetro de *Shields* máximo correspondente a cada onda individual, dado que existe um efeito de memória. O perfil da velocidade correspondente à propagação de um trem de ondas (ver, por exemplo, a figura 7.26 (c)), mostra que existem períodos de tempo durante os quais a amplitude da velocidade é grande comparativamente ao que se observa em outros períodos, que lhe sucedem no tempo. É difícil estabelecer um critério exacto de quais são as condições existentes no fundo durante cada um desses períodos de tempo em função do parâmetro de *Shields*, e consequentemente determinar o valor de ω_{cr} . Um dos procedimentos alternativos será determinar o valor do parâmetro de *Shields* significativo, correspondente a um terço das ondas mais altas, e calcular o valor de ω_{cr} . Este procedimento pode ser implementado desde que se conheça previamente o campo da velocidade ao longo do tempo. Nos casos de aplicação prática de interesse, como, por exemplo, no estudo da evolução de um perfil de uma praia, o modelo de transporte de sedimentos está acoplado a um modelo de ondas e não se conhece *apriori* o campo de velocidades.

A evolução temporal da velocidade do escoamento correspondente a uma onda que se propaga em águas pouco profundas apresenta, como se ilustrou na figura 2.5, uma assimetria no que respeita ao tempo de duração e à amplitude da velocidade em cada meio ciclo de onda. Como se mostrou no capítulo 6, esta assimetria é responsável pelo transporte de sedimentos na direcção de propagação da onda, isto é, na direcção da costa. Contudo, o aumento de r poderá, sob certas condições, conduzir a uma diminuição desse transporte, através do mecanismo de interacção. Por outro lado, observa-se na figura 2.5 que o perfil da velocidade apresenta em cada meio ciclo da onda uma assimetria relativa ao instante em que a velocidade tem um valor extremo. Esta deformação do perfil da velocidade tem origem no facto da velocidade de fase de uma onda que se propaga em águas pouco profundas depender da profundidade do meio. Para uma onda regular (sinusoidal, de *Stokes* ou cnoidal) na presença ou não de uma corrente ambiente, os instantes em que a velocidade tem um valor extremo em cada meio ciclo da onda positivo e negativo, representados por T_{pc} e T_{pt} na figura 7.24, são, respectivamente, iguais a $T_c/2$ e a $T_t/2$. No caso de uma onda real que se aproxima da costa observa-se que essas relações deixam de ser válidas. Frequentemente, o intervalo de tempo entre o instante em que a velocidade positiva é máxima e o instante sucessivo em que a velocidade é nula é superior a $T_c/2$, isto é, $T_{pc} < T_c/2$. Como consequência, o tempo disponível para que as partículas de sedimento se depositem é superior ao que se verifica quando $T_{pc} = T_c/2$. Para ter em conta o efeito da assimetria do perfil da velocidade em cada meio ciclo da onda, Dibajnia e Watanabe (1998) introduziram no modelo um parâmetro β_k que corrige os valores de Ω_i e Ω'_i relativamente aos que eram dados na equação (6.6):

$$\begin{cases} \Omega_i = \left[1 - \beta_k \left(1 - \frac{\omega_{cr}}{\omega_i} \right) \right] \Psi_i \\ \Omega'_i = \beta_k \left(1 - \frac{\omega_{cr}}{\omega_i} \right) \Psi_i \end{cases} \quad (7.12)$$

O parâmetro de correcção β_k , corresponde à razão entre Ω'_i e Ω'^*_i , sendo Ω'^*_i a quantidade de sedimentos que permanece em suspensão quando $T_{pi} = T_i/2$. Assim para $T_{pi}/T_i \geq 0.5$, $\beta_k = 1$, isto é, não há qualquer correcção a efectuar e os valores de Ω_i e Ω'_i são dados pela equação (6.6). No caso em que $T_{pi}/T_i \leq 1/3$, assume-se que todos os sedimentos que foram

mobilizados durante esse meio período do ciclo da onda têm tempo de se depositar, pelo que $\Omega'_i = 0$ e $\Omega_i = \Psi_i$ ($\beta_k = 0$). No caso intermédio, em que o valor de T_{pi}/T_i se encontra entre os limites definidos anteriormente, o valor de Ω_i é aumentado e o de Ω'_i é diminuído, face aos valores Ω_i^* e Ω'_i^* , de uma quantidade que depende do grau de assimetria de cada meio ciclo da onda: $\beta_k = 6 T_{pi}/T_i - 2$.

De acordo com este método, os valores de ω_c e ω_t são calculados assumindo que $T_{pc}/T_c = 1/2$ e $T_{pt}/T_t = 1/2$ e a correcção do efeito de assimetria expressa na equação (7.12) só é efectuada quando, nestas condições, se verifica interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos de onda. Contudo, eventualmente poderão existir casos em que de acordo com as condições expressas nas equações (6.5) e (6.6) não existe interacção, mas devido ao efeito de assimetria descrito pode verificar-se uma troca de fluxo de sedimentos. A figura 7.25 representa o perfil da velocidade no meio ciclo positivo da onda considerando três situações distintas: em (a) $T_{pc}/T_c = 1/2$, em (b) $T_{pc}/T_c < 1/2$ e em (c) $T_{pc}/T_c > 1/2$. Assume-se que o valor de u_c é idêntico nos diferentes casos, pelo que tempo de queda das partículas de sedimento estimado pela equação (6.10) é o mesmo.

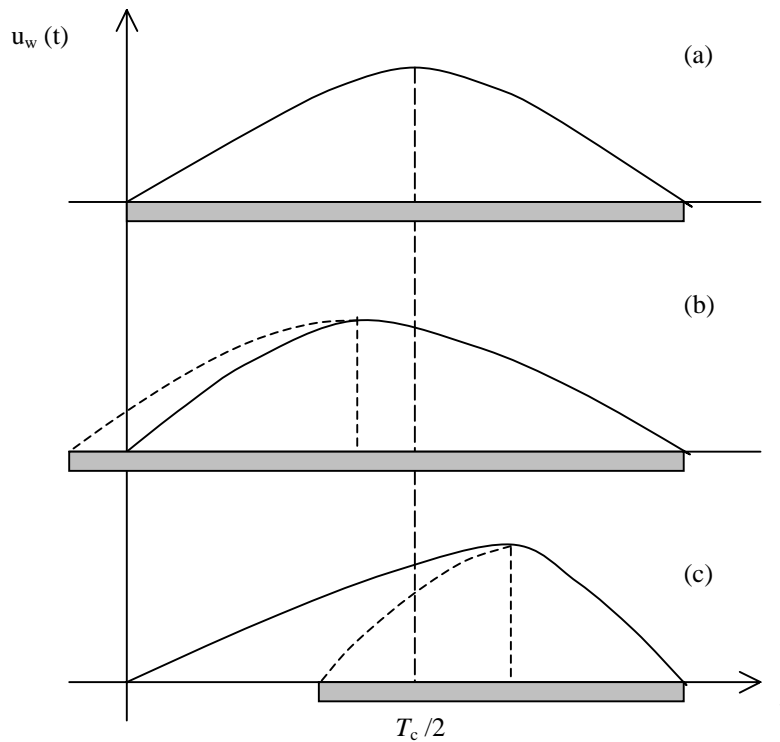


Figura 7.25 – Representação esquemática da velocidade do escoamento no meio ciclo de onda positivo para diferentes valores de T_{pc}/T_c : (a) $T_{pc}/T_c = 1/2$; (b) $T_{pc}/T_c < 1/2$; (c) $T_{pc}/T_c > 1/2$.

De acordo com a equação (6.12), o valor de ω_c é calculado a partir da razão entre o tempo de queda dos sedimentos e o tempo que os sedimentos têm disponível para se depositarem nesse meio ciclo de onda, T_{disp} . No caso (a) $T_{\text{disp}} = T_c$ e o valor de $\omega_c = \omega_c^* = T_{\text{queda}} / T_c$. Nas situações (b) e (c) o tempo disponível não é igual a T_c . Por analogia com a situação anterior, corresponde ao dobro do tempo que decorre entre o instante no qual é atingido o valor máximo da velocidade e o instante em que há inversão no sinal da velocidade do escoamento, isto é, $T_{\text{disp}} = 2 (T_c - T_{pc})$. O tempo disponível de deposição para cada uma das situações está representado na figura 7.26 pela zona a sombreado. De acordo com este procedimento, o valor de ω_c é dado por:

$$\frac{\omega_c}{\omega_c^*} = \frac{1}{2(1 - T_{pc}/T_c)} \quad (7.13)$$

Deste modo, na situação (b) $\omega_c < \omega_c^*$ e a probabilidade de existir interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da onda é menor; na situação (c) observa-se uma tendência contrária, pois que $\omega_c > \omega_c^*$. De acordo com esta formulação os valores de Ω_i e Ω'_i são sempre calculados pela equação (6.6).

7.1.2.2 Aplicação do modelo ao conjunto de resultados DW98

Nesta secção o modelo de transporte de sedimentos é aplicado ao conjunto de resultados experimentais de Dibajnia e Watanabe (1998). Na secção 3.4 foram apresentadas as condições experimentais relativas a estes dados e na tabela A.3 do Anexo A, são apresentados os valores observados do transporte de sedimentos. Os resultados numéricos são comparados com os resultados experimentais tendo em conta as diferentes formulações consideradas no cálculo de ω_{cr} e na correcção do mecanismo de interacção devido à assimetria do perfil da velocidade em cada meio ciclo da oscilação.

Para ilustrar a solução numérica do modelo, nas figuras 7.26 a) e b) representam-se, respectivamente, a evolução temporal da taxa de transporte e do parâmetro de *Shields* máximo correspondente à série temporal da velocidade do escoamento M1 representada em (c). O modelo calcula os valores de $\langle q_s \rangle_{(n)}$ e de $\theta_{s \max}$ para cada onda individual

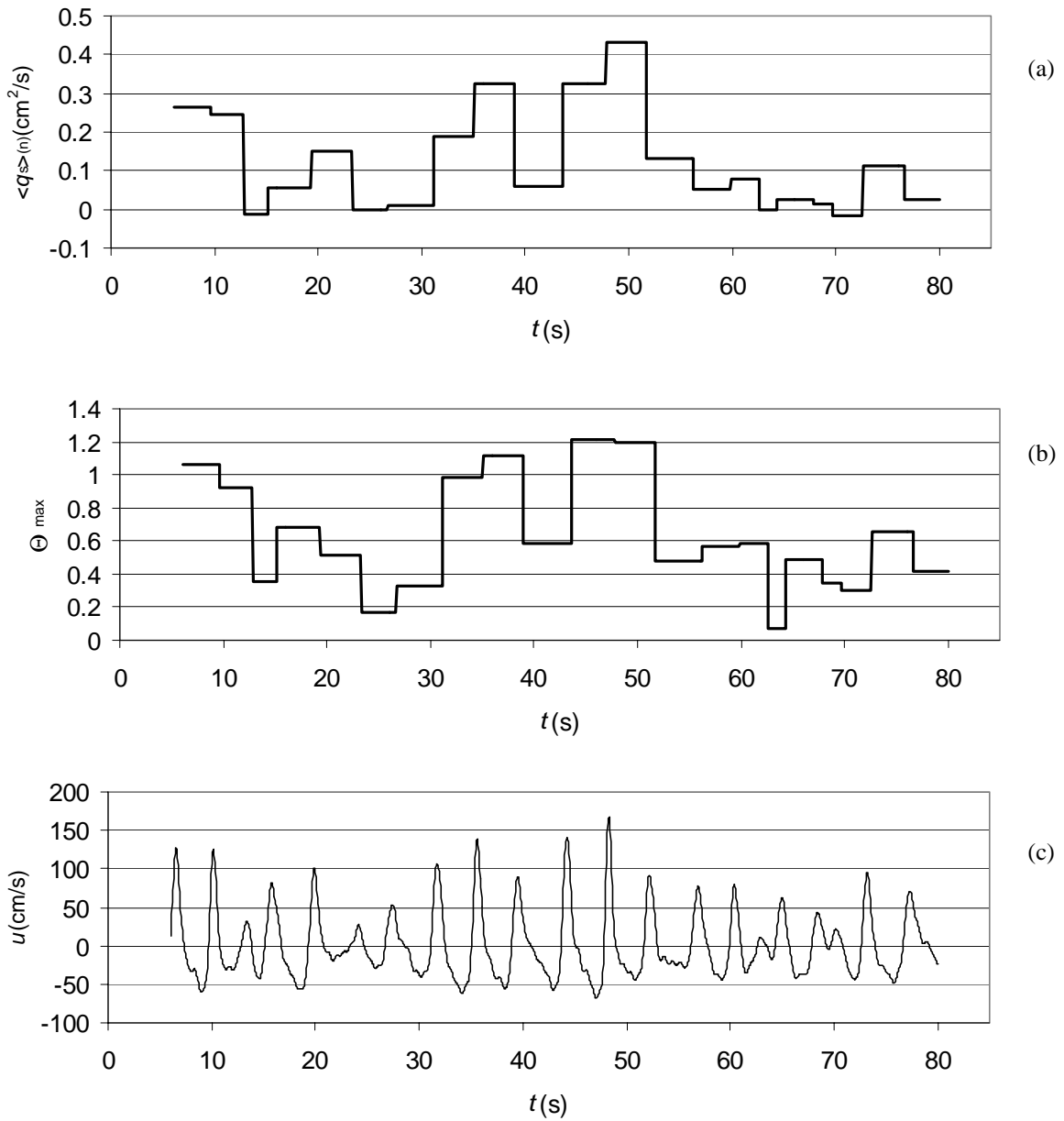


Figura 7.26 – Ilustração da evolução temporal da taxa de transporte de sedimentos (a) e do parâmetro de *Shields* máximo (b) para o registo de velocidades representado em (c) (condição NM1).

identificada. Observa-se que os valores de $\langle q_s \rangle_n$ seguem a variabilidade do registo de velocidades observando-se um transporte mais intenso nos períodos de tempo correspondentes aos grupos de onda nos quais a amplitude da velocidade é maior. O parâmetro de *Shields* segue igualmente esta tendência mas é de notar que os valores de

$\langle q_s \rangle_{(n)}$ nem sempre são proporcionais aos valores de $\theta_{s \max}$ de cada onda individual devido aos efeitos de não estacionaridade incluídos no modelo de transporte.

A figura 7.27 compara para cada uma das 28 experiências de DW98 os valores calculados da taxa de transporte total com os valores observados. Para estas simulações considerou-se que o valor de ω_{cr} é determinado para cada uma das ondas individuais em função do parâmetro de *Shields* de acordo com a equação (6.13). Para ilustrar a dependência da solução numérica no efeito de assimetria do perfil da velocidade relativo a cada meio ciclo da onda, representou-se na figura (a) a solução numérica quando não se considera a presença deste efeito, e nas figuras (b) e (c) a solução numérica foi obtida tendo em conta as correcções estabelecidas nas equações (7.12) e (7.13), respectivamente.

Observa-se que as soluções obtidas quando se considera a correcção do efeito de assimetria produzem resultados muito semelhantes entre si e aproximam-se mais dos valores experimentais do que a solução (a). As diferenças mais significativas entre as soluções (a) e (b) / (c) ocorrem sobretudo para as séries temporais obtidas no ponto mais próximo da zona de rebentação (M1 e J1), portanto correspondentes a perfis mais assimétricos da onda. De uma maneira geral, os resultados obtidos são em todos os casos inferiores os valores experimentais, sendo que nas soluções (b) e (c) 75% dos valores calculados encontram-se dentro do factor de 2.

De modo a estabelecer a dependência da solução numérica no modo com os valores de ω_{cr} são calculados, efectuou-se um teste nas mesmas condições que a figura 7.27 (b), mas considerando que o valor de ω_{cr} é calculado para cada série experimental em função do valor significativo do parâmetro de *Shields*. Os resultados obtidos estão ilustrados na figura 7.28. O valor significativo do parâmetro de *Shields* corresponde à média dos valores de $\theta_{s \max}$ calculados para o 1/3 das ondas cuja amplitude da velocidade é maior. A comparação das figuras 7.27 (b) e 7.28 mostra que os resultados numéricos apresentam uma maior dispersão quando o valor de ω_{cr} é calculado a partir do valor significativo de $\theta_{s \max}$. Isto deve-se ao facto de que os valores do parâmetro de *Shields* significativo são inferiores aos valores “instantâneos” para as ondas com maior amplitude, às quais corresponde um maior transporte de sedimentos. Assim o mecanismo de interacção é mais eficaz quando o valor de ω_{cr} é calculado a partir do valor significativo de $\theta_{s \max}$, o que reduz o transporte na direcção de propagação da onda. Tendo em conta estes resultados,

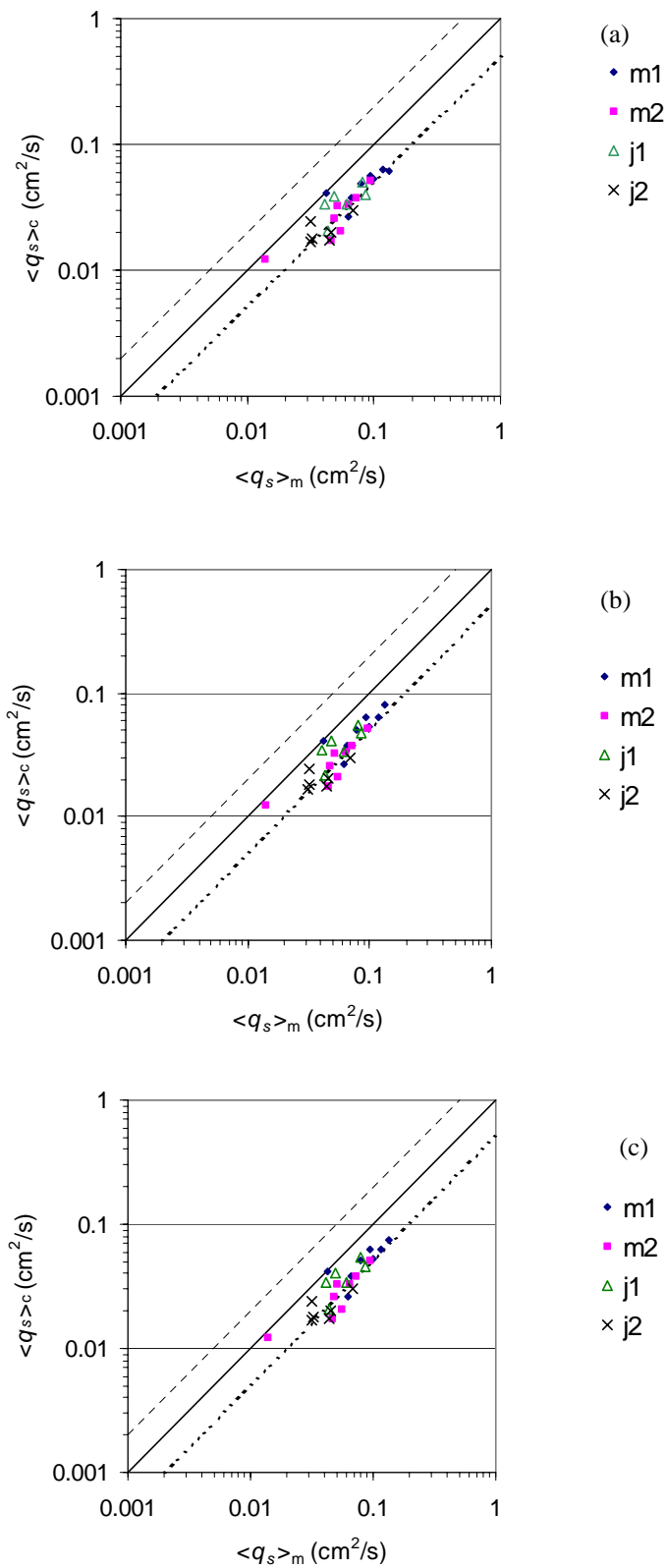


Figura 7.27 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados e os resultados experimentais: em (a) sem correcção de assimetria e em (b) e (c) com correcção de assimetria de acordo com as equações (7.12) e (7.13), respectivamente.

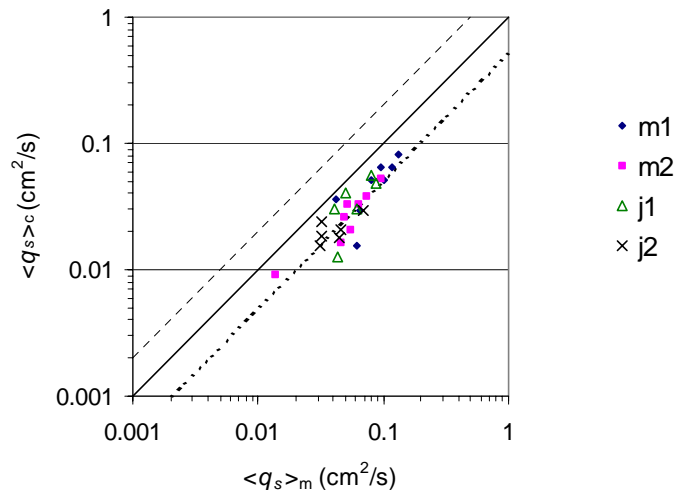


Figura 7.28 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados e os resultados experimentais quando ω_{cr} é calculado em função de $\theta_{s \text{ sig}}$.

poder-se-á considerar que a determinação do valor de ω_{cr} em função do parâmetro de *Shields* para cada onda individual constitui um procedimento mais adequado.

No que respeita à formulação que determina o valor de ω_{cr} em função dos valores de $\theta_{s \text{ max}}$, foi elaborada uma simulação nas mesmas condições da figura 7.27 (b), mas considerando que ω_{cr} é calculado a partir das equações (7.6) – (7.8). A solução obtida está ilustrada na figura 7.29. Observa-se que os resultados numéricos são em todos os casos inferiores aos representados na figura 7.27 (b). Para todas as ondas individuais correspondentes às diferentes séries temporais da velocidade para as quais se observa o regime de *sheet flow*, os valores de ω_{cr} calculados através das equações (7.6) – (7.8) são inferiores à unidade, isto é inferiores ao valor calculado pela formulação original de Dibajnia (1995), equação (6.13). Como resultado, observa-se um aumento da importância do mecanismo de interacção e um consequente aumento do fluxo de sedimentos na direcção *offshore*.

Os resultados obtidos mostram que no caso de ondas irregulares, para as quais existe uma certa incerteza no cálculo do parâmetro de *Shields*, os valores óptimos de ω_{cr} para o regime de *sheet flow* que foram estabelecidos na secção 7.1.1 para ondas regulares, podem não ser válidos, sendo preferível utilizar a formulação de Dibajnia, equação (6.13). É de realçar, no entanto que é necessário dispor de um conjunto de resultados experimentais mais abrangente para confirmar a validade de tais expressões.

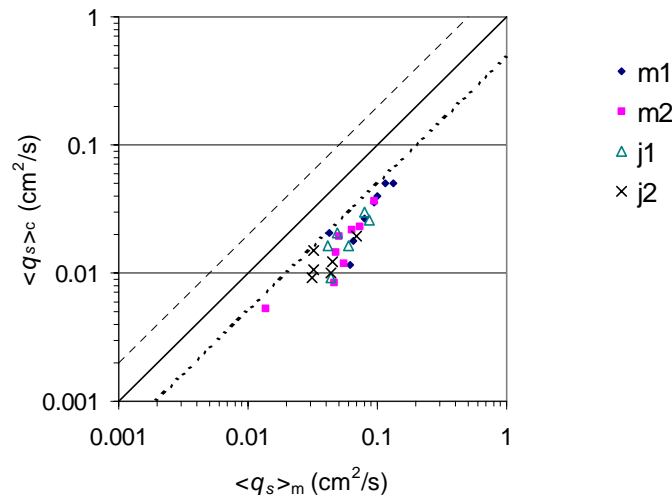


Figura 7.29 - Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados e os resultados experimentais quando ω_{cr} é calculado a partir das equações (7.6) - (7.8).

7.1.2.3 Onda regular equivalente

A aplicação do modelo de transporte sedimentar a ondas irregulares, de acordo com o método exposto anteriormente, requer o conhecimento da evolução temporal da velocidade do escoamento junto ao fundo o que poderá não estar disponível nalgumas aplicações práticas. Por outro lado, a utilização de uma formulação menos dispendiosa do ponto de vista do tempo de cálculo é aconselhável.

Têm sido estudados diferentes métodos que permitem simular o transporte de sedimentos associado a ondas irregulares a partir de um conjunto de parâmetros geralmente disponíveis, tais como a altura significativa das ondas, H_s , o período de pico do espectro, T_p , e o ângulo médio entre a ondulação e a corrente média. Estes métodos consistem em determinar as características de uma onda regular que forneça aproximadamente a mesma taxa de transporte que o espectro de ondas. Do ponto de vista teórico não é possível estabelecer a equivalência do transporte entre uma onda regular e irregular, dado que alguns dos processos envolvidos no cálculo do transporte sedimentar não são lineares, nomeadamente, o cálculo da velocidade orbital junto ao fundo a partir da elevação da superfície livre e o cálculo do transporte a partir da velocidade do escoamento.

Uma das aproximações que se encontra frequentemente na literatura consiste em aproximar o espectro de ondas por uma onda regular monocromática. Zyserman e Fredsøe em 1988 (ver Fredsøe e Deigaard, 1992) elaboraram um estudo onde calcularam o transporte de sedimentos em suspensão para uma série de ondas irregulares sintetizadas a partir do espectro de *Pierson-Moskowitz* e para uma onda regular equivalente. Em ambas as situações, o transporte sedimentar foi determinado com o modelo de camada limite de fundo de Fredsøe et al. (1985). Consideram-se diferentes valores representativos para a altura da onda (H_m , H_s e H_{rms}) e para o período da onda (T_m , T_s e T_{rms}). Os subscritos m , s e rms representam, respectivamente, o valor médio temporal, o valor significativo e o valor médio quadrático da grandeza considerada. A velocidade orbital da onda junto ao fundo foi determinada a partir da elevação da superfície livre utilizando a teoria linear:

$$u_{wb}(x,t) = \frac{\pi H(t)}{T \sinh(kh)} \cos(kx - \omega t) \quad (7.14)$$

onde $k=2\pi/L$ representa o número de onda e L o comprimento de onda. Em todos os testes efectuados impôs-se uma corrente média colinear com uma intensidade igual a 10% da velocidade média quadrática orbital. A figura 7.30 ilustra a razão entre a taxa de transporte calculada com base na onda regular, $\langle q_s \rangle_{reg}$, e a taxa de transporte calculada com base no trem de ondas irregulares, $\langle q_s \rangle_{irr}$, em função do valor máximo do parâmetro de *Shields* de pele correspondente aos diferentes testes. Segundo os autores, para a gama de valores do parâmetro de *Shields* considerada, a melhor representação do transporte de sedimentos em suspensão associado à série de ondas irregulares é dada para uma onda equivalente descrita em termos do valor médio quadrático da altura da onda, H_{rms} , e o período significativo, T_s . Esta representação da onda conserva a densidade espectral de energia da onda irregular.

Ockenden e Soulsby (1994) elaboraram um estudo semelhante para o caso de um espectro de ondas multidireccional. Consideraram que o espectro de ondas é aproximado por uma onda equivalente monocromática com uma amplitude da velocidade orbital igual a $\sqrt{2}U_{rms}$, com período T_p que se propaga na direcção média das ondas irregulares. Estes parâmetros são aproximadamente equivalentes aos parâmetros “óptimos” encontrados por Zyserman e Fredsøe.

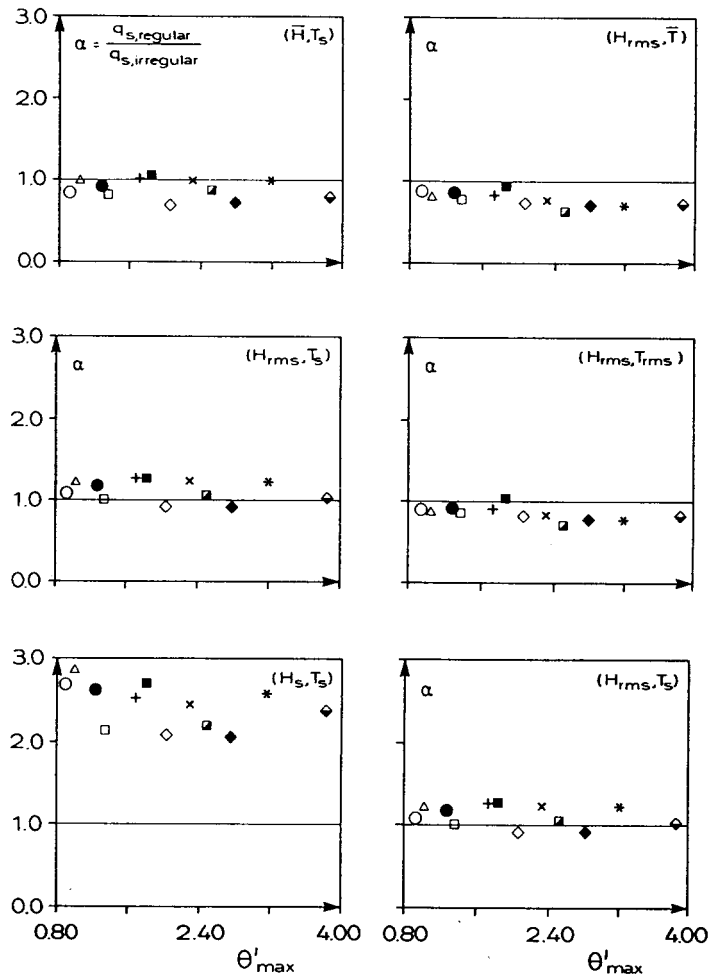


Figura 7.30 – Comparação entre o transporte médio de sedimentos em suspensão calculado para uma série de ondas irregulares e para a onda regular equivalente - \bar{H} e \bar{T} representam os valores médios, H_m e T_m , respectivamente. (reprodução de Zyserman e Fredsøe, 1988)

A taxa de transporte foi calculada em função da tensão tangencial exercida pelo escoamento no fundo mediante a aplicação da fórmula de Soulsby de 1993 (ver Ockenden e Soulsby, 1994). Esta fórmula calcula a componente do transporte por arrastamento. A partir de um conjunto de dados da velocidade orbital junto ao fundo sintetizados a partir do espectro

de *Jonswap*, Ockenden e Soulsby mostraram que a razão entre o transporte calculado com base na onda equivalente e o transporte calculado para o conjunto de ondas irregulares, situa-se entre $1.0 \pm 20\%$. O conjunto de testes efectuado engloba o efeito da variação de alguns parâmetros pertinentes no problema: o diâmetro do grão do sedimento (0.2 mm; 2 mm; 20 mm), a intensidade da corrente média (0.5 – 1.5 m/s), a altura da onda (1.0 – 6.0 m), o período da onda (8.0 – 12.0 s), a direcção da onda (0° - 90°) e a forma do espectro (*Jonswap* ou de *Pierson-Moskowitz*).

Para um outro conjunto de dados da velocidade do escoamento que foram medidos junto ao fundo numa zona costeira (para mais detalhes, ver Ockenden e Soulsby ,1994), observou-se, que para as condições em que a corrente média é dominante, a razão entre a intensidade dos transportes é idêntica à observada anteriormente, enquanto que a direcção do transporte simulado pela onda equivalente diferia em cerca de 10° do resultado obtido para as ondas irregulares. Para pequenos valores da velocidade da corrente observou-se que a onda equivalente não descreve correctamente a intensidade e a direcção do transporte. De acordo com estes autores, essa discrepância deve-se ao facto da assimetria do perfil das ondas irregulares não ser representada pela onda equivalente.

A análise dos dados de DW98 feita na secção anterior, mostrou que o transporte de sedimentos para um conjunto de ondas irregulares é mais intenso para os grupos de ondas com maior velocidade orbital junto ao fundo. Partindo deste pressuposto, Dibajnia e Watanabe (1998) assumiram que a onda regular equivalente deve ser caracterizada em termos dos valores significativos da altura da onda e do período. Por outro lado, dado que o transporte associado a cada onda individual depende da assimetria do perfil da velocidade, este parâmetro deve ser também representado na onda equivalente. A partir da análise do registo das velocidades do escoamento que constituem o sinal forçador no túnel de ondas, Dibajnia e Watanabe construíram uma onda equivalente com base na teoria de Isobe e Horikawa. Segundo esta teoria, a onda é composta pela sucessão de duas meias sinusóides, correspondentes aos dois meios ciclos da onda positivo e negativo, com um tempo de duração $2T_{pc}$ e $T_s - 2T_{pc}$ e amplitudes da velocidade orbital equivalente $(u_c)_s$ e $(u_l)_s$, respectivamente. De modo a garantir que a velocidade média associada à onda seja nula, a fase de uma das curvas que compõem a onda assim construída é modificada (para mais detalhes, ver Dibajnia e

Watanabe, 1998). Como nos estudos anteriores o transporte sedimentar integrado no tempo foi calculado para o registo de ondas irregulares e para a onda equivalente. O modelo de transporte aplicado é o modelo de Dibajnia e Watanabe (1992), equações (6.2) e (6.4). A análise dos resultados mostra que o valor do transporte calculado pela onda equivalente é cerca do dobro do valor obtido para o registo completo de velocidades, o que está de acordo com o estudo de Zyserman e Fredsøe (figura 7.30). Contudo Dibajnia e Watanabe alegam que a onda equivalente descreve correctamente o transporte se os valores de $\langle q_s \rangle_{\text{reg}}$ forem calculados com o modelo considerando um valor para a constante de calibração α de cerca de metade do valor original.

Os resultados obtidos anteriormente mostram que, do ponto de vista do transporte sedimentar, o conjunto de ondas irregulares pode ser representado por uma onda equivalente monocromática com uma altura H_{rms} e período da onda T_p . De modo a verificar se este resultado permanece válido quando o transporte sedimentar é calculado com o modelo semi-não estacionário apresentado, foram efectuados testes considerando um conjunto de dados da velocidade do escoamento sintetizados a partir do espectro de *Jonswap*.

As velocidades orbitais junto ao fundo foram sintetizadas a partir do espectro de ondas de *Jonswap*, mediante a utilização do código GENER desenvolvido na *SOGREAH* por Hamm e Celse (1995). Este programa simula a evolução temporal da elevação da superfície livre da água a partir das características do espectro (altura significativa da onda e período de pico) e determina a velocidade orbital a diferentes níveis da coluna de água a partir da teoria linear. Tal como nos estudos de Zyserman e Fredsøe e de Ockenden e Soulsby, o conjunto de ondas geradas representa a sobreposição linear das diferentes componentes harmónicas representadas no espectro, pelo que os processos não lineares e dispersivos associados à propagação de uma onda em águas pouco profundas não são tomados em consideração.

O programa GENER gera diferentes amostras do sinal correspondentes a diferentes tempos de simulação. Cada uma destas amostras apresenta à partida as mesmas propriedades estatísticas. Contudo, os valores da altura significativa e do período de pico correspondentes a cada uma das amostras podem não ser exactamente iguais aos valores espectrais, especificados inicialmente, em particular para uma amostra com uma duração temporal pequena. Deste modo, é importante averiguar qual é o tempo mínimo de duração da amostra

que garanta que as propriedades estatísticas das grandezas sintetizadas são representativas das condições que se poderiam observar para um tempo de simulação muito superior. A figura 7.31 ilustra a variação do valor médio quadrático da velocidade orbital, que é representativa da variação estatística da altura significativa da onda, e da taxa de transporte de sedimentos média, em função do tempo de duração da amostra.

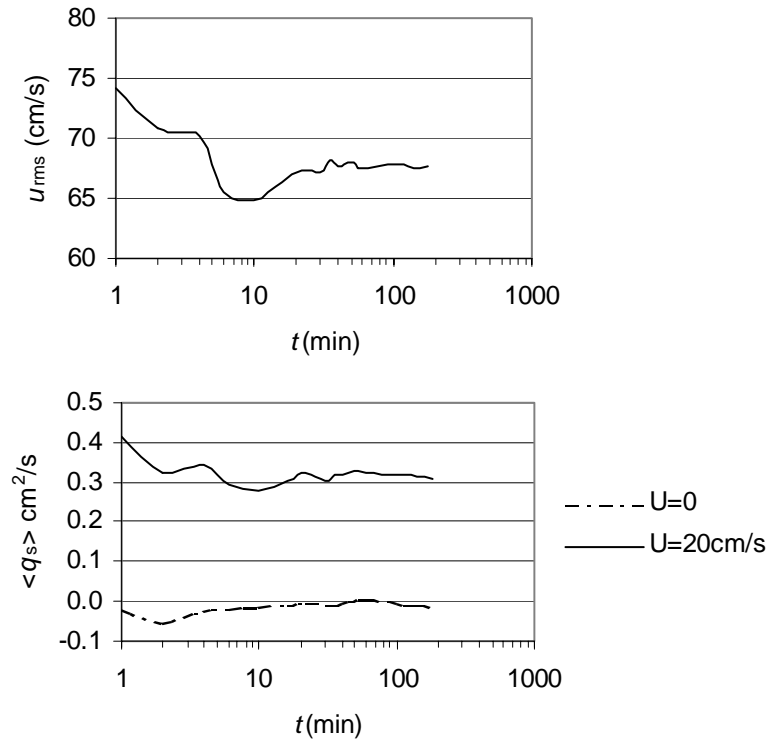


Figura 7.31 - Variação de u_{rms} e de $\langle q_s \rangle$ em função do tempo de duração da amostra.

As condições simuladas correspondem a um espectro de ondas com $H_s = 2$ m, $T_p = 7$ s, profundidade local, $h = 5$ m, $U_0 = 0$ ou 20 cm/s e $d_{50} = 0.2$ mm. A análise da figura mostra que para tempos de simulação inferiores a cerca de 20 – 30 minutos as propriedades estatísticas do espectro não são bem reproduzidas pela série temporal sintetizada. Deste modo, considerou-se no estudo subsequente amostras com um tempo de simulação de 40 minutos.

A figura 7.32 ilustra a razão, r_q , entre a taxa de transporte média calculada a partir da onda equivalente e a taxa de transporte calculada tendo em conta o registo de ondas irregulares, em função do valor máximo do parâmetro de *Shields*.

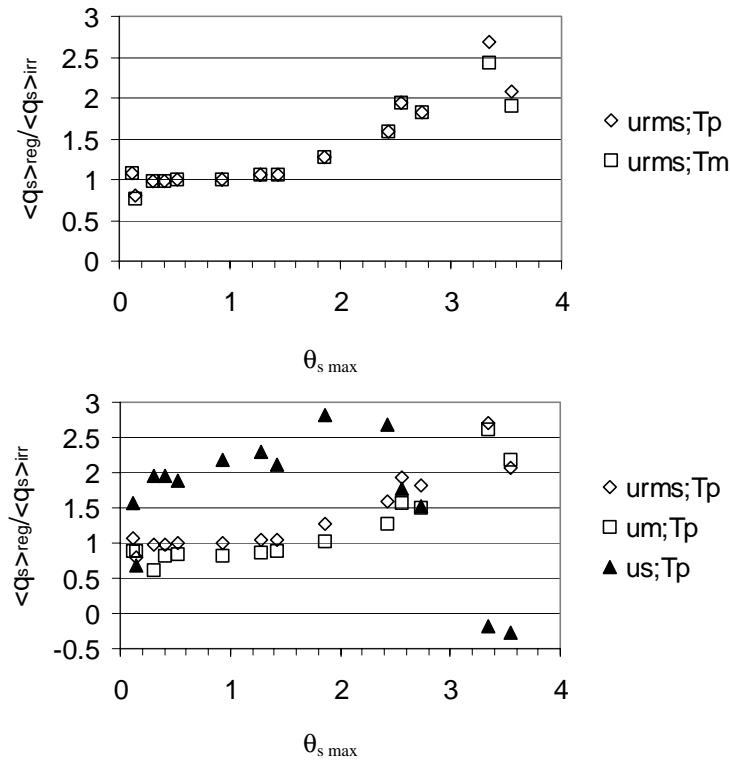


Figura 7.32 – $r_q = \langle q_s \rangle_{\text{reg}} / \langle q_s \rangle_{\text{irr}}$ em função do valor máximo do parâmetro de Shields ($T_p = 7$ s, $h = 5$ m, $H_s = 0.5; 1; 2; 3; 3.5$ m, $U_0 = 20; 40$ cm/s e $d_{50} = 0.2; 0.3$ mm). Os valores de $\langle q_s \rangle$ são calculados com o modelo semi-não estacionário.

A onda equivalente considerada neste estudo é uma onda regular monocromática. Não foi possível testar outra formulação, por exemplo, uma onda de Stokes de segunda ordem, dado que o conjunto de ondas individuais que compõem o sinal apresenta, em média, um coeficiente de assimetria praticamente nulo. Consideraram-se diferentes valores representativos para a amplitude da velocidade orbital (u_{rms} , u_m e u_s) e para o período da onda equivalente (T_m e T_p) que foram calculados a partir do registo completo da velocidade. O valor significativo da amplitude da velocidade orbital foi calculado a partir da média do 1/3 das amplitudes orbitais da velocidade maiores. Os valores da velocidade orbital junto ao fundo considerados neste estudo foram sintetizados a partir do espectro de Jonswap considerando $T_p = 7$ s, $h = 5$ m e diferentes alturas significativas da onda, $H_s = 0.5; 1; 2; 3; 3.5$ m. O conjunto de

pontos representados engloba também diferentes valores do diâmetro médio do grão de sedimento, $d_{50} = 0.2; 0.3$ mm e diferentes valores para a intensidade da corrente média, $U_0 = 20; 40$ cm/s (os valores U_0/u_{rms} variam entre 0.12 e 1.7 para o conjunto de testes considerados).

A análise da figura 7.32 mostra que as representações da onda equivalente em termos de u_{rms} , u_m , T_m e T_p são aproximadamente semelhantes no que respeita aos valores de r_q calculados. Para estes casos, verifica-se que os valores de r_q são aproximadamente iguais à unidade para valores de $\theta_{s\ max}$ compreendidos entre 0.2 e 1.5; para valores de $\theta_{s\ max}$ superiores a 1.5, observa-se uma discrepância entre os valores de $\langle q_s \rangle_{reg}$ e de $\langle q_s \rangle_{irr}$. Esta discrepância deve-se ao facto da onda equivalente não reproduzir correctamente a interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da onda. Por exemplo, para o teste com $\theta_{s\ max} = 3.35$, observa-se que a percentagem de ondas individuais do registo completo de ondas para as quais o mecanismo de interacção é efectivo é cerca de 50%. Pelo contrário, a onda equivalente representada em termos de u_{rms} não prevê que ocorra interacção, pelo que o valor do transporte calculado excede o valor correspondente à série de ondas irregulares. É de salientar que para os testes em regime de *sheet flow* com um valor do parâmetro de *Shields* inferior, a percentagem de ocorrência do mecanismo de interacção para o registo completo de ondas irregulares é cerca de 8%.

Quando a amplitude da onda equivalente é descrita em termos do valor significativo da amplitude da velocidade orbital, os valores de r_q calculados para $\theta_{s\ max}$ inferior a 2.5 variam entre 2 e 3, e para os valores de $\theta_{s\ max}$ mais elevados podem inclusivamente ser negativos.

Estes resultados indiciam que, se os processos não estacionários associados à interacção do fluxo de sedimentos entre os meios ciclos das ondas individuais que compõem o sinal, não forem importantes, a onda equivalente considerada representa, do ponto de vista do transporte sedimentar, uma aproximação válida ao conjunto de ondas irregulares. Neste caso, os valores de r_q que mais se aproximam da unidade correspondem aos obtidos com a onda equivalente representada em termos de u_{rms} e T_p . Este resultado está de acordo com os estudos de Zyserman e Fredsøe e de Ockenden e Soulsby. Porém, quando os processos não estacionários são importantes, a equivalência entre a onda regular monocromática e o conjunto de ondas irregulares deixa de ser válida. É de salientar que este resultado decorre do facto do

cálculo do transporte sedimentar ser efectuado com um modelo que reproduz os processos não estacionários. Se o modelo fosse aplicado sem ter em consideração estes processos, os resultados obtidos seriam semelhantes aos obtidos por Zyserman e Fredsøe, conforme se ilustra na figura 7.33.

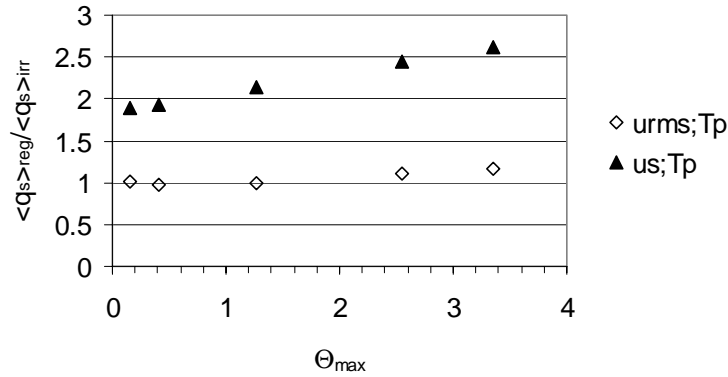


Figura 7.33 – $r_q = \langle q_s \rangle_{\text{reg}} / \langle q_s \rangle_{\text{irr}}$ em função do valor máximo do parâmetro de *Shields* ($T_p = 7$ s, $h = 5$ m, $H_s = 0.5; 1; 2; 3; 3.5$ m, $U_0 = 20$ cm/s e $d_{50} = 0.2$ mm). Os valores de $\langle q_s \rangle$ são calculados com o modelo semi-não estacionário sem o mecanismo de interacção.

De modo a analisar a sensibilidade dos valores de r_q no período de pico do espectro e na intensidade da corrente média foram efectuados testes análogos aos anteriores com $T_p = 12$ s e $U_0 = 5$ cm/s que são ilustrados, respectivamente, nas figuras 7.34 e 7.35. Os resultados obtidos mostram que o aumento do período das ondas irregulares individuais diminui a probabilidade de ocorrer interacção do fluxo de sedimentos, pelo que, os valores de r_q , mesmo para os valores de $\theta_{s \max}$ mais elevados, são mais próximos da unidade. No caso em que o escoamento é dominado pela onda (para $U_0 = 5$ cm/s os valores de U_0/u_{rms} variam entre 0.03 e 0.22) observa-se que o processo de equivalência é mais difícil de estabelecer, mesmo nos casos em que os processos não estacionários não intervêm.

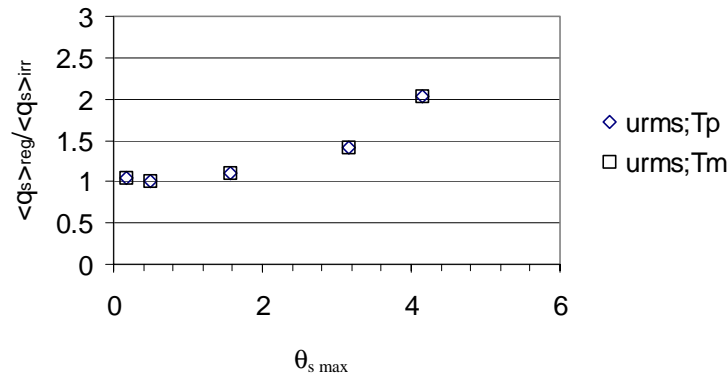


Figura 7.34 – $r_q = \langle q_s \rangle_{\text{reg}} / \langle q_s \rangle_{\text{irr}}$ em função do valor máximo do parâmetro de *Shields* ($T_p \equiv 12 \text{ s}$, $h = 5 \text{ m}$, $H_s = 0.5; 1; 2; 3; 3.5 \text{ m}$, $U_0 = 20 \text{ cm/s}$ e $d_{50} = 0.2 \text{ mm}$). Os valores de $\langle q_s \rangle$ são calculados com o modelo semi-não estacionário.

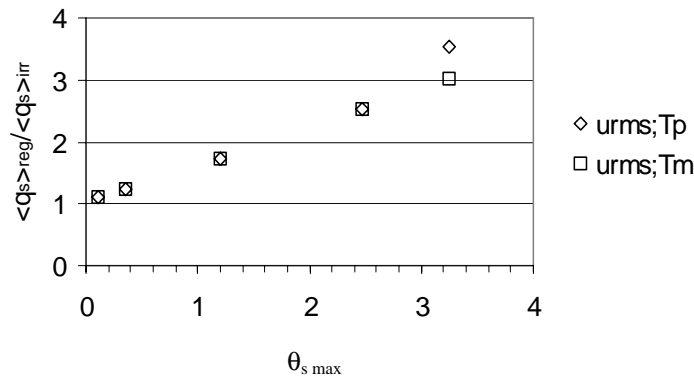


Figura 7.35 – $r_q = \langle q_s \rangle_{\text{reg}} / \langle q_s \rangle_{\text{irr}}$ em função do valor máximo do parâmetro de *Shields* ($T_p = 7 \text{ s}$, $h = 5 \text{ m}$, $H_s = 0.5; 1; 2; 3; 3.5 \text{ m}$, $U_0 = 5 \text{ cm/s}$ e $d_{50} = 0.2 \text{ mm}$). Os valores de $\langle q_s \rangle$ são calculados com o modelo semi-não estacionário.

7.2 Escoamento permanente

Na secção 6.6 foi feita a extensão do modelo de transporte de sedimentos para o caso de uma corrente permanente, equações (6.71) e (6.72). A análise destas equações mostra que o transporte é determinado em função da velocidade média do escoamento, U_0 , e é independente da altura da coluna de água, h . Nestas condições, os valores do transporte calculados para

diferentes valores de h e para uma mesma velocidade U_0 seriam idênticos. Na realidade, será de esperar que o valor do transporte seja tanto maior quanto menor for a profundidade, pois que a tensão tangencial que actua no fundo e que mobiliza os sedimentos será maior.

A figura 7.36 compara os valores calculados do transporte com os valores observados para o conjunto de dados experimentais de Voogt et al. (1991) e Nnadi e Wilson (1992). No capítulo 3 foram apresentadas as condições experimentais relativas a este conjunto de dados. Para o primeiro conjunto de dados, que são relativos a medições efectuadas num canal do estuário *Scheldt*, observa-se que o cociente $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ varia entre cerca de 0.1 e 1.5, apresentando para a quase totalidade dos pontos experimentais um valor inferior à unidade. Para o conjunto de dados de Nnadi e Wilson, que foram obtidos em laboratório numa conduta sob pressão, os valores deste cociente variam entre cerca de 0.01 e 0.6, e diminuem para os maiores valores da velocidade média. Este resultados ilustram que o modelo não é capaz de reproduzir correctamente o transporte associado a uma corrente permanente, nomeadamente nos casos em que a tensão tangencial exercida no fundo é muito elevada (para os valores mais elevados da velocidade da corrente o parâmetro de *Shields* é cerca de 7 nos dados experimentais de Nnadi e Wilson).

Como se observou nas secções anteriores deste capítulo, a resposta do modelo no caso em que o escoamento é oscilatório é satisfatória, dado que a camada limite de fundo está confinada aos níveis inferiores da coluna de água e é independente de h . A amplitude da velocidade orbital da onda é imposta no topo da camada limite e a tensão tangencial no fundo, que determina a mobilização dos sedimentos, é bem descrita em termos dessa velocidade. No caso em que coexiste uma onda e uma corrente colinear é a tensão tangencial associada à onda que mais contribui para a mobilização dos sedimentos, pelo que o modelo, formulado em termos da velocidade do escoamento está bem adaptado a esses casos.

Para que o modelo consiga reproduzir o transporte de sedimentos associado a uma corrente é necessário que se simule correctamente a quantidade de sedimentos que é mobilizada do fundo, o que depende da tensão tangencial que é exercida sobre o fundo móvel. No modelo apresentado no capítulo 6, esta quantidade é determinada a partir do parâmetro de mobilidade equivalente, Ψ_i (equação 6.7). Se se substituir essa grandeza pelo

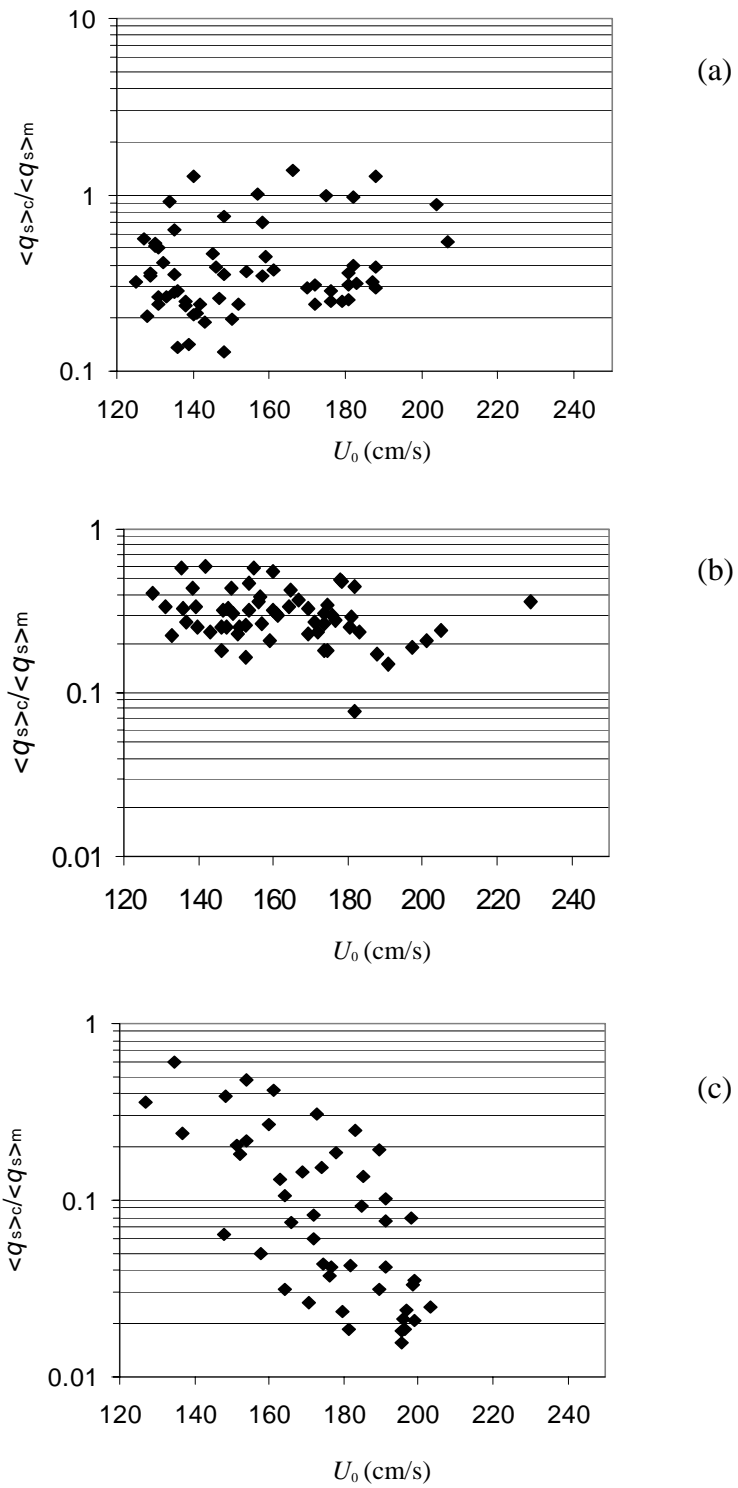


Figura 7.36 – Valores do cociente $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ em função da velocidade média da corrente, U_0 , para os dados experimentais de Voogt et al. (1991) (a,b) e Nnadi e Wilson (1992) (c).

parâmetro de *Shields*, então a quantidade de sedimentos que é mobilizada em cada meio ciclo da oscilação passa a ser uma função da tensão tangencial no fundo:

$$\tau_b(t) = \frac{1}{2} f_{cw} u^2(t) \quad (7.15)$$

Por analogia com as equações (6.3) define-se a tensão tangencial no fundo equivalente para cada meio ciclo da oscilação como (admite-se que o factor de atrito, f_{cw} , é constante):

$$\tau_{bc} = \frac{2}{T_c} \int_0^{T_c} \tau(t) dt = \frac{1}{2} f_{cw} u_c^2 \quad \tau_{bt} = \frac{2}{T_t} \int_{T_c}^T \tau(t) dt = \frac{1}{2} f_{cw} u_t^2 \quad (7.16)$$

Nestas condições, a equação que determina o transporte escreve-se:

$$\frac{q_s}{W_0 d_{50}} = \left(\frac{1}{2} f_{cw} \right)^{3\beta} \alpha' |\Gamma|^\beta \frac{\Gamma}{|\Gamma|} \quad (7.17)$$

A figura 7.37 ilustra o cociente entre os valores do transporte calculados com a equação (7.17) e os valores experimentais, em função da velocidade média do escoamento. O coeficiente de atrito, f_c , foi calculado a partir da equação (2.17). Os valores do coeficiente de rugosidade equivalente de *Nikuradse* foram determinados a partir da equação (2.45) tendo em conta as formulações empíricas que determinam K_{Nt} e K_{Nf} , equações (2.47) e (2.48), receptivamente. O valor da constante α' na equação (7.17), que melhor descreve o conjunto de resultados experimentais para as condições analisadas é igual a 5.

Observa-se que o transporte é razoavelmente bem simulado pelo modelo para os dois conjuntos de resultados experimentais, que correspondem a situações distintas no que respeita às formas de fundo existentes (os resultados experimentais de Voogt et al. foram obtidos em condições de um fundo com dunas e nas experiências de Nnadi e Wilson o fundo é plano). A percentagem de valores calculados que se encontram dentro de um factor de 2 relativamente aos valores experimentais é de 78%, 85% e de 95%, respectivamente para as figuras 7.37 (a), (b) e (c). Os valores da rugosidade total, K_N , e da rugosidade de pele, K_{Ns} , calculados para as experiências de Vootg et al. estão representados na figura 7.38.

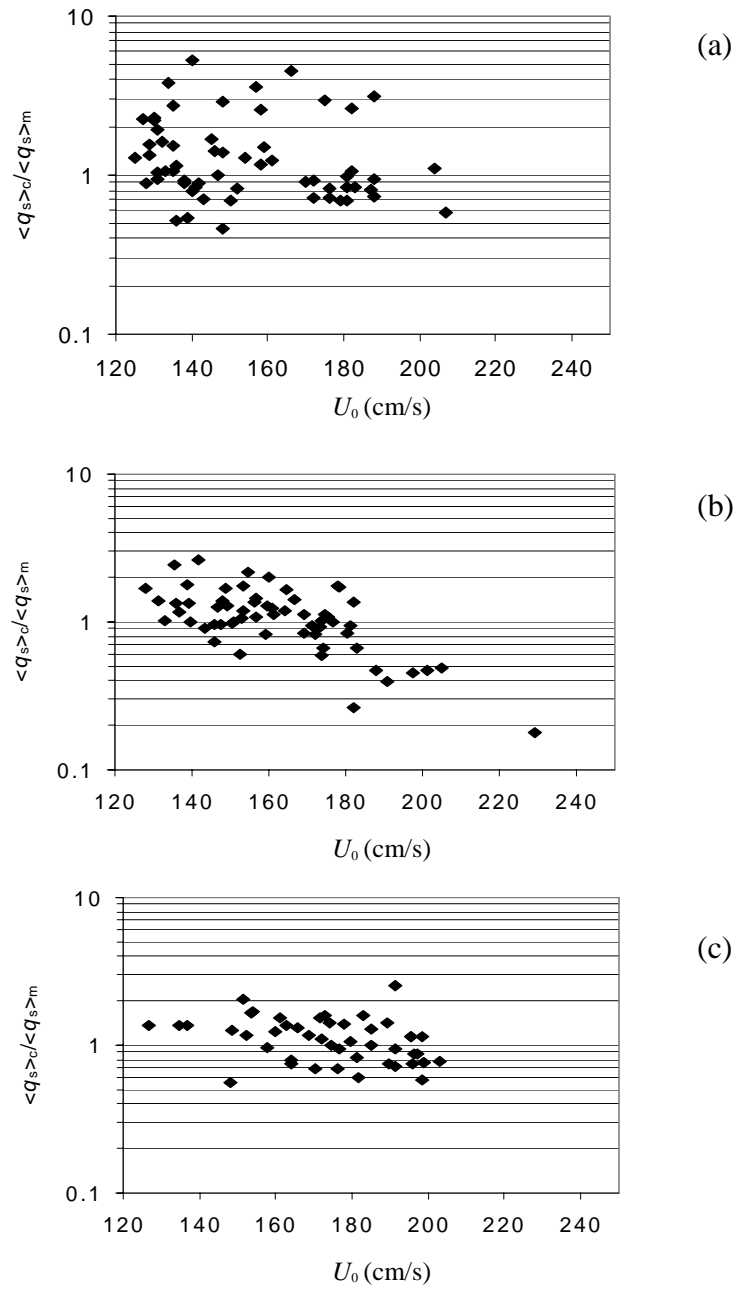


Figura 7.37 – Valores do cociente $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ em função da velocidade média da corrente, U_0 , para os dados experimentais de Voogt et al. (1991) (a,b) e Nnadi e Wilson (1992) (c). Os valores calculados foram obtidos com o modelo formulado em termos do parâmetro de *Shields* equivalente.

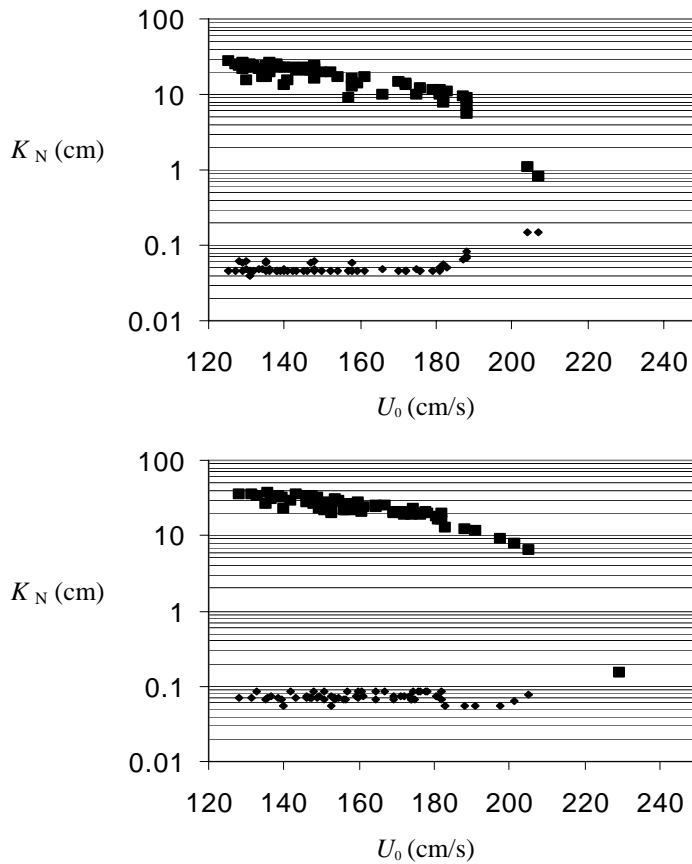


Figura 7.38 – Coeficiente de rugosidade total K_N (■) e $\max(K_{N_s}, K_{N_t})$ (♦) calculados para o conjunto de dados de Voogt et al. (1991).

Verifica-se que a rugosidade associada às formas de fundo é largamente superior à rugosidade de pele o que se deve à presença de dunas. O facto de se ter introduzido no modelo informação acerca da componente da tensão tangencial associada às formas de fundo e ao transporte de sedimentos melhora significativamente os resultados do modelo face aos apresentados na figura 7.36. Na figura 7.37 (b) observa-se que o modelo tende a subestimar o transporte para os maiores valores da velocidade da corrente. Isto deve-se ao facto de os valores da rugosidade calculados tendem a diminuir com o aumento do parâmetro de transporte T_s (ver equações 2.43, 2.44 e 2.48), observando-se, inclusive, para o valor máximo da velocidade da corrente condições de fundo plano.

Na figura 7.39 ilustram-se as soluções obtidas com as fórmulas de Ackers – Whith, de Engelund – Hansen e de van Rijn para o conjunto de dados de Voogt et al. (1991). Estas fórmulas são apresentadas em Soulsby (1997).

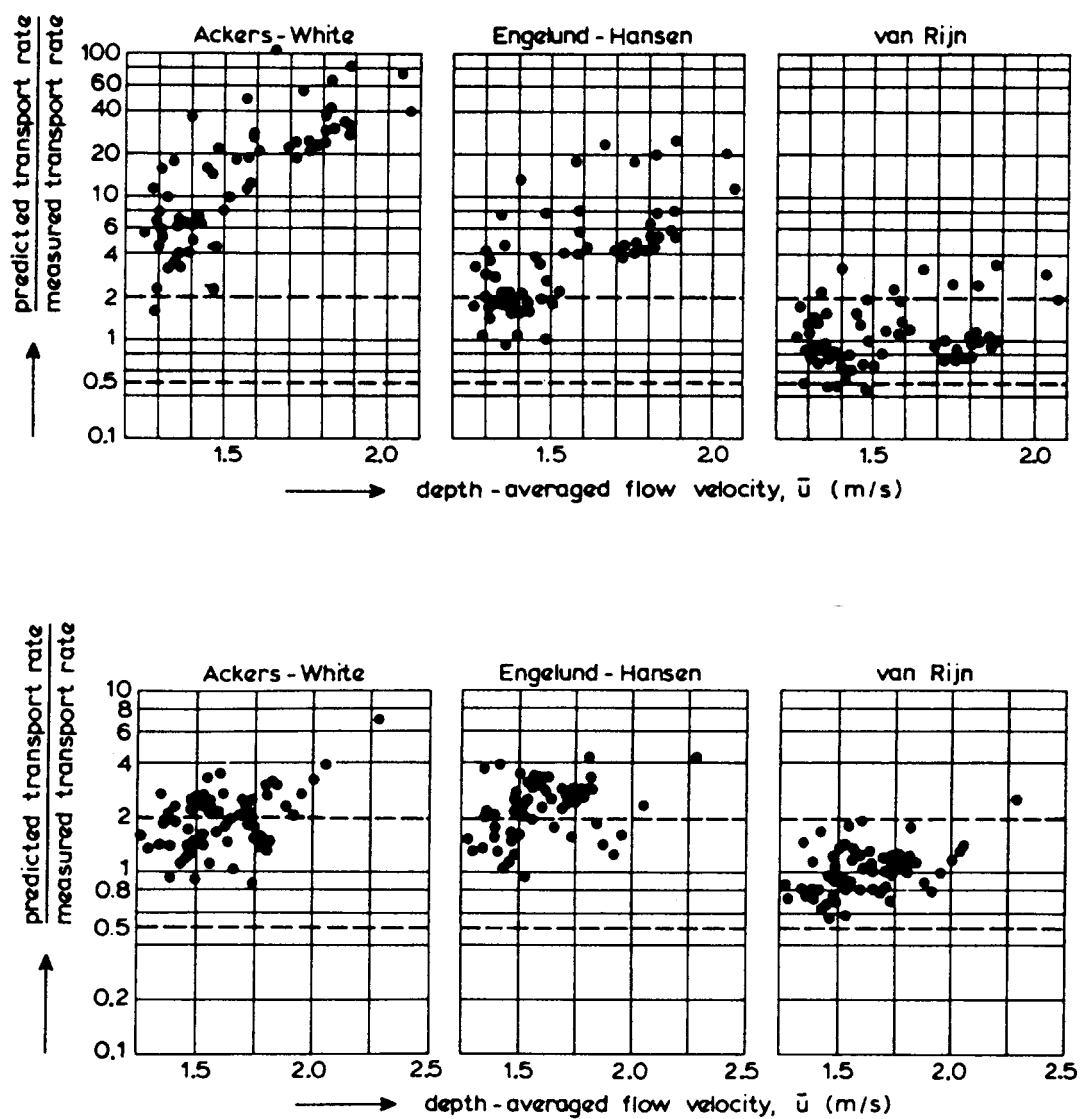


Figura 7.39 – Comparação entre os valores do transporte calculados com diferentes fórmulas (Ackers –White, Engélunde –Hansen e van Rijn (*full method*)) e os valores experimentais de Voogt et al. (1991) (reprodução de Voogt et al. (1991)).

As formulações de Ackers – Whith e de Engelund – Hansen prevêem valores do cociente $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ sistematicamente superiores à unidade. A solução representada nas figuras 7.37 a) e b) é comparável com a solução obtida com a formulação de van Rijn.

Para verificar se a versão do modelo formulada em termos do parâmetro de *Shields* equivalente, equação (7.17), apresenta continuidade para o caso de um escoamento oscilatório, foram efectuadas simulações para o conjunto de dados apresentados na secção 7.1.1 referentes a condições de fundo plano e a ondas regulares. Considerou-se que o valor da constante α' na equação (7.17) é igual a 5. A figura 7.40 (a) compara os valores da taxa de transporte média calculados com os valores experimentais. Os valores de f_{cw} foram determinados a partir da formulação de Madsen e Grant, equação (2.32), e o coeficiente de rugosidade associado à onda, f_w , foi determinado a partir da formulação de Soulsby, equação (2.24). Verifica-se que a solução obtida é semelhante à que foi calculada com o modelo formulado em termos do parâmetro de mobilidade equivalente (ver figura 7.12). Na figura 7.40 (b) comparam-se os valores do transporte calculados quando f_w é determinado a partir da formulação de Swart, equação (2.23), com os obtidos na figura 7.39. Representam-se somente as soluções obtidas para as séries E, I, J e H. Verifica-se que as soluções obtidas diferem de um factor de 2. Deste modo, conclui-se que a solução do modelo formulado em termos do parâmetro de *Shields* equivalente depende fortemente da parametrização escolhida para determinar o factor de atrito relativo à onda, f_w .

7.3 Ondas e correntes não colineares

O escoamento na zona costeira do oceano tem um padrão mais complexo do que o considerado nas secções anteriores. Como se ilustra esquematicamente na figura 7.41, uma partícula da água está sujeita a um escoamento oscilatório associado à ondulação que se propaga para a costa e a uma corrente média que é composta por duas componentes, sendo uma resultante da corrente litoral, \vec{U}_{ols} , e a outra associada à corrente de retorno induzida pela rebentação das ondas (*undertow*), \vec{U}_{ocr} . Nestas condições, está-se na presença de um sistema de correntes e ondas não colineares.

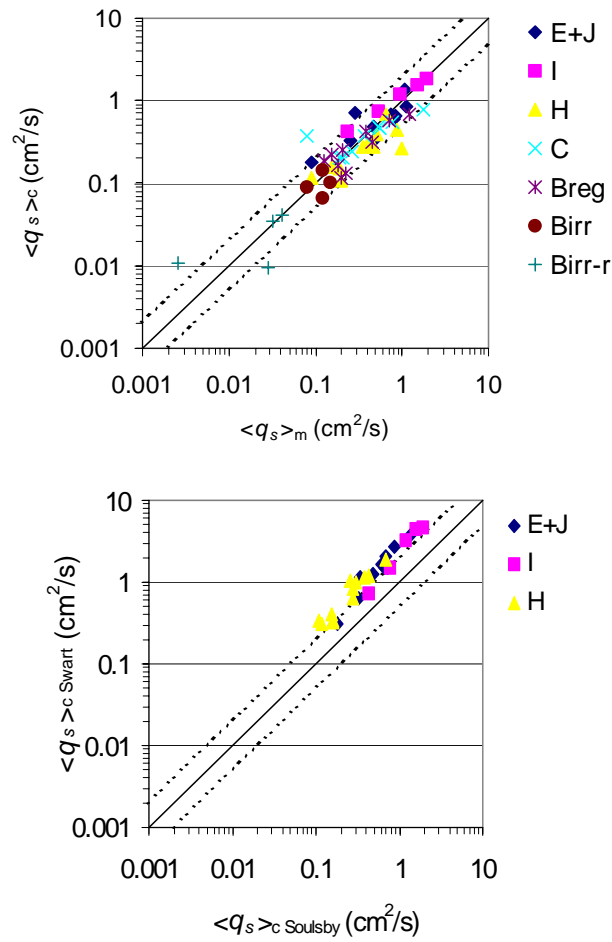


Figura 7.40 – Comparação dos valores de $\langle q_s \rangle$ calculados com os resultados experimentais. Em (a) f_w é determinado pela formulação de Soulsby, equação (2.24). A figura (b) compara as soluções obtidas quando f_w é determinado pela formulação de Swart, equação (2.23), com a solução numérica representada em (a).

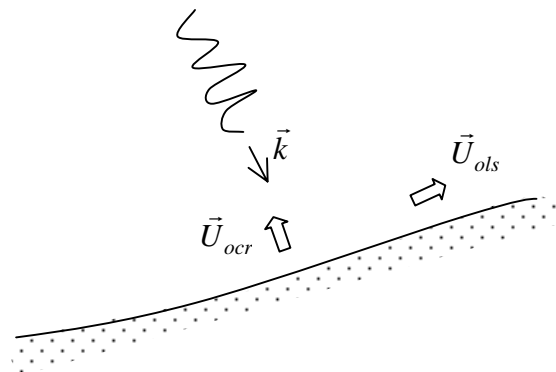


Figura 7.41 – Representação esquemática das condições relativas à ondulação e ao sistema de correntes médias na zona costeira do oceano.

O transporte sedimentar na direcção perpendicular à linha de costa é determinado fundamentalmente pelo escoamento oscilatório e pelas correntes de *undertow*. A contribuição da corrente litoral para o balanço sedimentar nesta direcção é pequena dado que a quantidade de sedimentos que é mobilizada pela corrente litoral é idêntica para ambos os meios ciclos da oscilação (a escala de variação temporal da corrente litoral é muito superior à escala de tempo associada à onda). Contudo, segundo a direcção longitudinal, paralela à linha de costa, a corrente litoral transporta não só os sedimentos que foram mobilizados pela corrente mas também aqueles que foram mobilizados pela ondulação.

Como se observou na secção 7.2, para que o modelo descreva correctamente o transporte associado a uma corrente média é necessário fazer intervir na sua formulação o parâmetro de *Shields* equivalente, o qual depende, através do factor de atrito, f_c , das formas de fundo existentes. Deste modo, no presente problema, o cálculo do transporte longitudinal deverá englobar a contribuição das formas de fundo. Esta questão é complexa dado que as diferentes formas de fundo geradas por uma corrente média podem ser afectadas pelo escoamento oscilatório na direcção perpendicular e não se conhecem na literatura expressões que traduzam esta interdependência. Assim nesta secção será feito um estudo da sensibilidade dos resultados do modelo ao modo como é calculado a rugosidade de fundo.

São considerados dois conjuntos de dados para a validação do modelo. O primeiro refere-se a um caso de estudo elaborado no âmbito do projecto SEDMOC: os valores experimentais do transporte não são conhecidos e a validação do modelo é feita mediante a comparação com os resultados de outros modelos. O segundo conjunto de dados refere-se a uma experiência de campo na qual foram efectuadas medições do campo da velocidade e da concentração de sedimentos em suspensão - *Egmond beach*.

7.3.1 Aplicação do modelo a um caso de estudo hipotético

No âmbito do projecto SEDMOC foi efectuado um exercício de intercomparação dos resultados de diversos modelos desenvolvidos e utilizados por diferentes institutos europeus. Na tabela 7.1 apresentam-se sumariamente os modelos considerados. As referências bibliográficas dos modelos utilizados assim como a análise dos resultados

obtidos são apresentados em Sistermans e van de Graaff (2001). As condições experimentais consideradas são típicas da zona costeira: um trem de ondas irregulares com uma dada altura significativa e período de pico propaga-se para a costa, com uma direcção perpendicular à linha de costa, na presença de uma corrente longitudinal. Foram considerados diferentes valores para a altura significativa das ondas, $H_s = 0, 0.5, 1, 2$ e 3 m, aos quais correspondem, respectivamente, os períodos de pico $T_p = 4, 5, 6, 7$ e 8 s. Os valores da intensidade da corrente longitudinal, $U_{0\text{ ls}}$ variam entre 0.1 e 2.0 m/s. A profundidade local é a mesma em todas as situações, $h = 5$ m. Considerou-se uma distribuição uniforme de sedimentos com um diâmetro mediano de 0.25 mm. Pretende-se com este exercício estudar a resposta do transporte longitudinal de sedimentos em função da velocidade da corrente e da altura da ondulação.

Tabela 7.1 - Modelos considerados no exercício de intercomparação

Instituto		Modelo
Danish Hydraulic Institute	DHI	1DV 'STP'
Delft University of Technology	DUT	Modelo de Bijker
HR Wallingford	HR	Formula de Soulsby/Van Rijn
Instituto do Mar	IMAR	modelo DW / IMAR
University College of North Wales	UCNW	Modelo 1DV t.k.e
WL Delft Hydraulics	DH	1. modelo 'TRANSPOR' (Van Rijn) 2. modelo Bagnold-Bailard (BB)

Os valores da amplitude da velocidade orbital junto ao fundo foram determinados a partir de H_s considerando a teoria linear das ondas de pequena amplitude, equação (7.14) e assumindo que o trem de ondas é representado por uma onda regular monocromática. Considerou-se que o valor da altura da onda H que intervém na equação (7.14) é igual à altura média quadrática da onda, H_{rms} , e admitiu-se que a altura das ondas tem uma distribuição de *Rayleigh*, pelo que, $H_{\text{rms}} = H_s / \sqrt{2}$. Os valores de kh na equação (7.14) foram calculados a partir da resolução da equação de dispersão, $kh = \omega^2 \frac{h}{g} \tanh(kh)$, mediante a aplicação do método de *Newton-Ramphson*.

A figura 7.42 ilustra os valores da taxa de transporte na direcção longitudinal, $\langle q_s \rangle_{(\text{ls})}$, calculados com o modelo formulado em termos do número de mobilidade equivalente. A análise da figura mostra que o transporte longitudinal aumenta com a velocidade média da corrente e que a presença da ondulação intensifica o transporte,

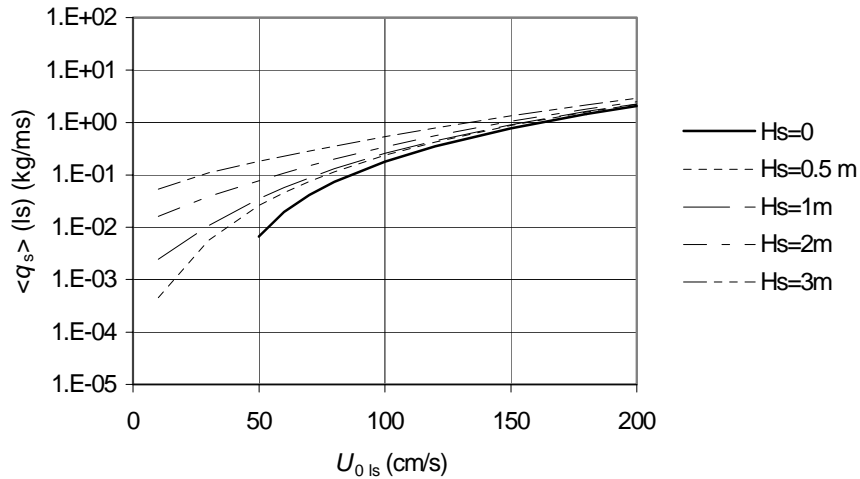


Figura 7.42 – Valores calculados da taxa de transporte de sedimentos na direcção longitudinal em função da velocidade média da corrente: solução obtida com o modelo formulado em termos do número de mobilidade equivalente.

sobretudo para os pequenos valores de $U_{0\text{ ls}}$. Do ponto de vista qualitativo, a resposta do modelo parece correcta. No entanto, de acordo com os resultados apresentados na secção 7.2, será de esperar que o modelo subestime os valores de $\langle q_s \rangle_{(s)}$.

De acordo com o figura 2.16, que determina a existência das formas de fundo para o caso de um escoamento na forma de uma corrente média, para $H_s = 0$ obtém-se condições de fundo plano quando $U_{0\text{ ls}} < 0.30$ m/s, rugas para os valores de $U_{0\text{ ls}}$ entre 0.30 e 0.70 m/s e dunas para os valores de $U_{0\text{ ls}}$ superiores. Nestas condições, os valores do coeficiente de rugosidade equivalente associado à corrente, K_{Nc} , calculados a partir das equações (2.45), (2.48) e (2.49) variam entre $2.5d_{50}$ e cerca de 0.16 m como se mostra na figura 7.43.

De modo a averiguar a resposta do modelo quando a rugosidade associada a estas formas de fundo é tida em conta, foi efectuada uma simulação com o modelo formulado em termos do parâmetro de *Shields* equivalente. A solução obtida está ilustrada na figura 7.44. Considerou-se, neste caso, que a rugosidade equivalente associada à onda, K_{Nw} , é diferente da rugosidade associada à corrente, K_{Nc} , isto é, o coeficiente de atrito, f_c , é determinado em função das formas de fundo estabelecidas na situação em que $H_s = 0$ e o coeficiente f_w é determinado apenas tendo em conta as contribuições da rugosidade de pele e a que resulta do transporte sedimentar (equação 2.47). De acordo com esta hipótese,

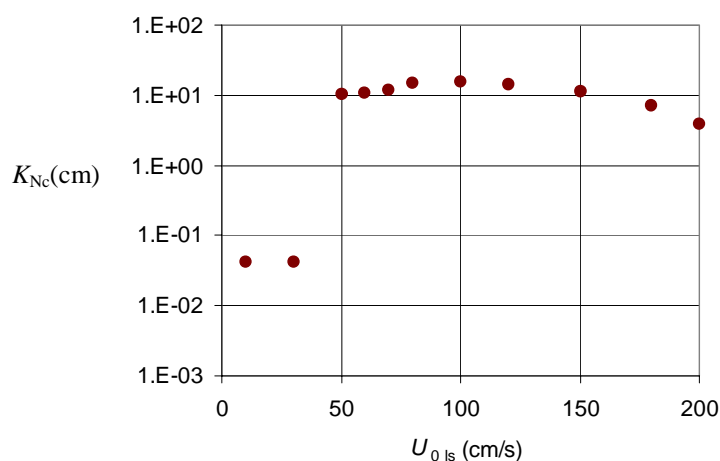


Figura 7.43 - Coeficiente de rugosidade total calculado para o caso $H_s = 0$ m.

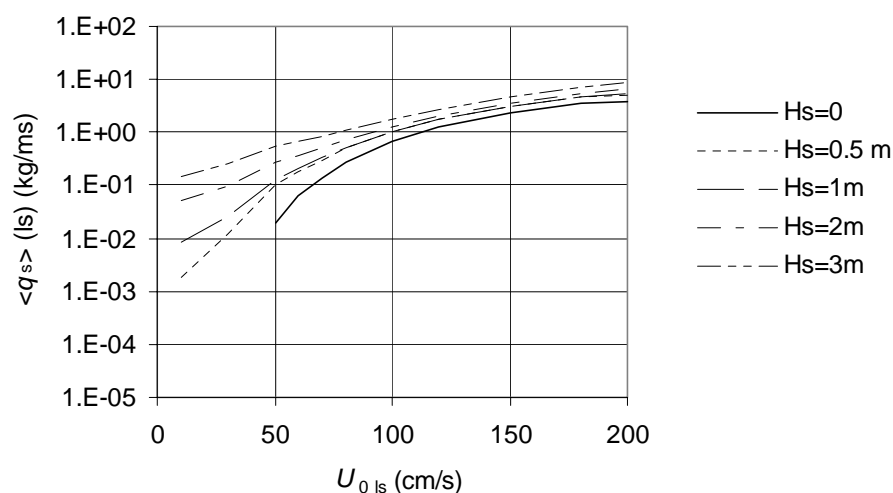


Figura 7.44 – Valores calculados da taxa de transporte de sedimentos na direcção longitudinal em função da velocidade média da corrente: solução obtida com o modelo formulado em termos do parâmetro de *Shields* ($K_{Nw} \neq K_{Nc}$).

assumiu-se que as formas de fundo geradas pela corrente não são afectadas pelo escoamento oscilatório na direcção perpendicular. A comparação das figuras 7.42 e 7.44 mostra que os valores do transporte longitudinal aumentam em média de um factor de cerca de 3 quando se considera a influência das formas de fundo.

A figura 7.45 apresenta as soluções dos diferentes modelos considerados na tabela 7.1. Excluí-se a solução do modelo DW/IMAR, que foi apresentada nas figuras 7.42 e 7.44. Observa-se que existe uma grande disparidade entre as soluções obtidas: a diferença entre

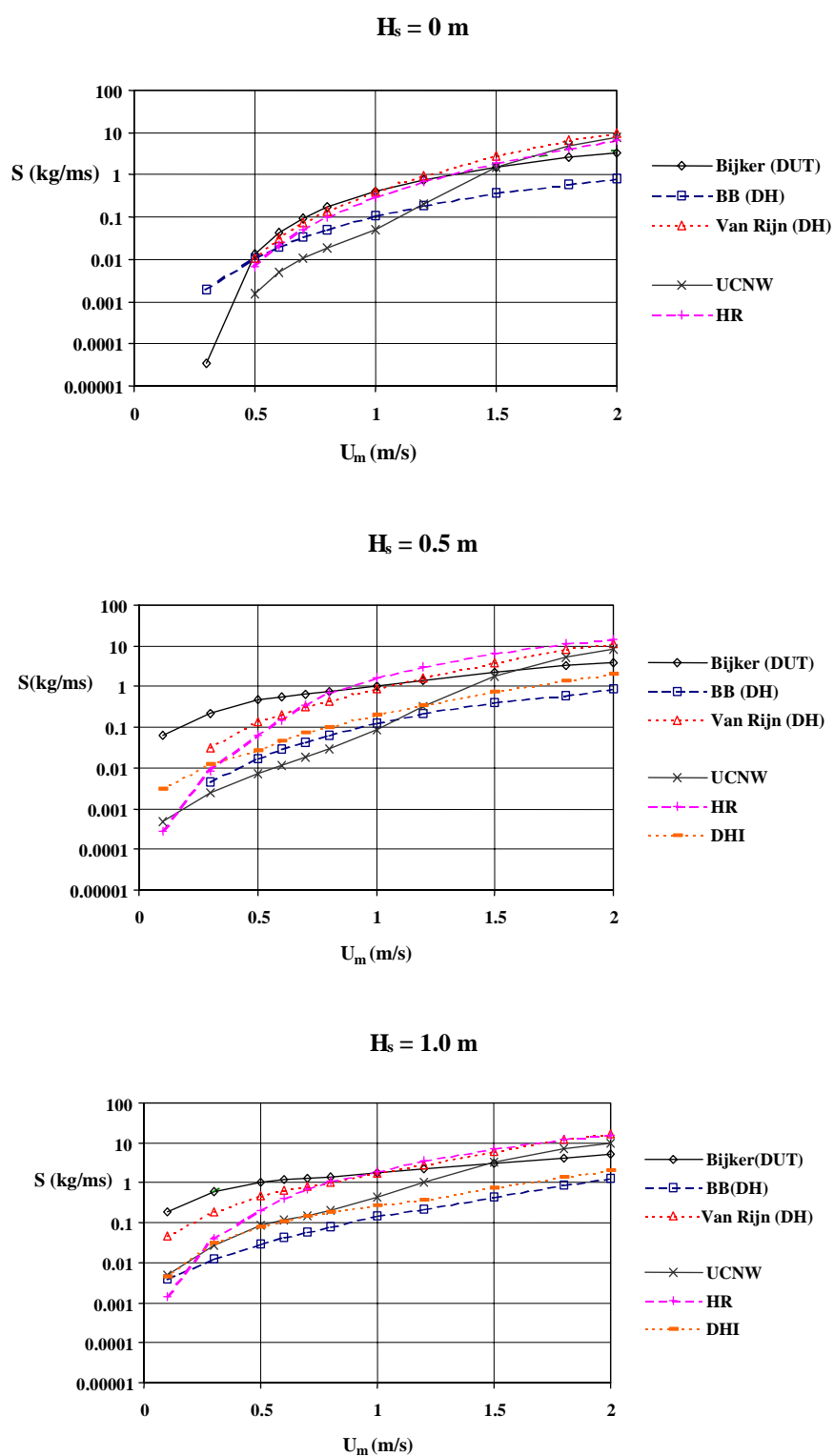


Figura 7.45 – Taxa de transporte longitudinal (S) calculada por diferentes modelos para $H_s = 0, 0.5, 1, 2$ e 3 m em função da velocidade média da corrente, U_m (reprodução de Sistermans e Van de Graff, 2001).

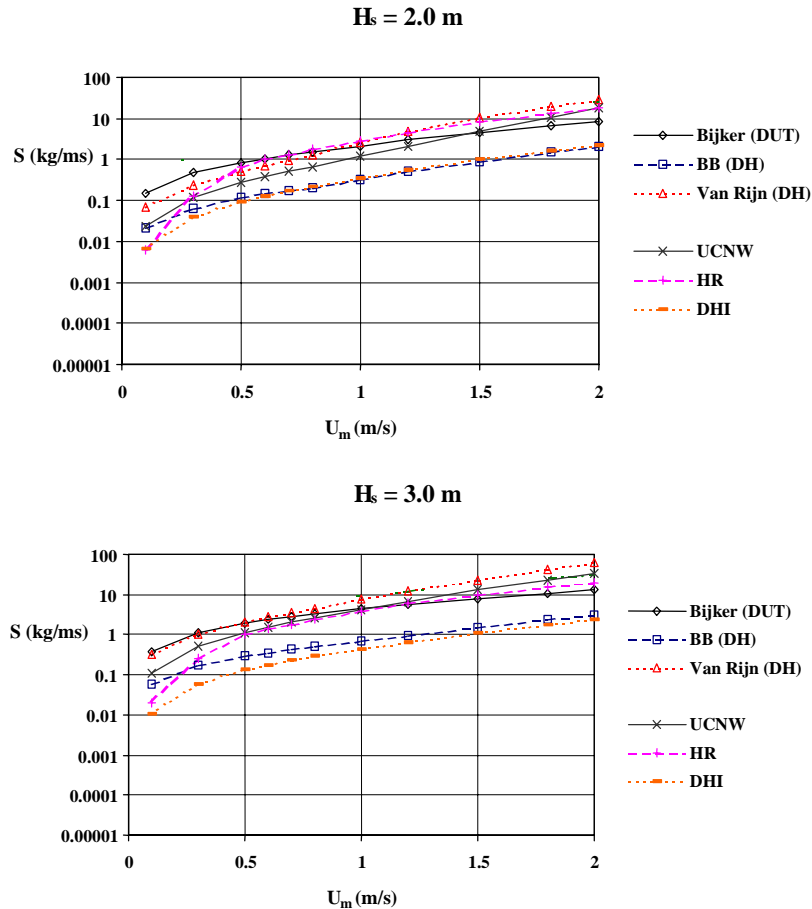


Figura 7.45 – (cont.)

o valor máximo e o valor mínimo calculado para a mesma condição do escoamento, é, de uma maneira geral, de uma ordem de grandeza. O maior desacordo entre as soluções ocorre para as menores alturas significativas da onda ($H_s = 0.5$ e 1 m) e para os valores das velocidades da corrente longitudinal menores que 100 cm/s . Nestes casos, a diferença entre os resultados dos modelos pode ser de duas ordens de grandeza. A comparação dos resultados ilustrados nas figuras 7.42 e 7.44 com os da figura 7.45 mostra que a solução do presente modelo enquadra-se dentro das soluções obtidas com os outros modelos. A solução do modelo formulado em termos do número de mobilidade equivalente é semelhante às soluções dos modelos DHI e BB. As curvas correspondentes à solução do modelo formulado com base no parâmetro de *Shields* equivalente são mais próximas dos resultados dos modelos de VAN RIJN, BIJKER, UCNW e HR, ainda que apresentem valores de $\langle q_s \rangle_{(ls)}$ menores para as velocidades da corrente superiores a 1 m/s e para $H_s = 3.0 \text{ m}$. A discrepância observada entre as soluções dos diferentes modelos pode dever-se ao modo como é calculado o coeficiente de rugosidade total que é *sentido* pela onda e pela corrente,

ao modo como é calculado a velocidade do escoamento junto ao fundo e porque alguns dos modelos quantificam a influência da rebentação da onda no transporte (VAN RIJN, BIJKER).

De modo a averiguar a sensibilidade dos resultados do modelo ao coeficiente de rugosidade que é especificado, foram efectuadas simulações considerando que os valores de K_{Nw} são idênticos a K_{Nc} e iguais a uma constante, para todos os valores de $U_{0\text{ ls}}$ e para $H_s \neq 0$. No caso em que $H_s = 0$ reteve-se a solução anterior calculada tendo em conta as formas de fundo associadas à corrente (ver figura 7.44). As figuras 7.46 (a) e (b) ilustram as soluções obtidas quando $K_{Nw} = K_{Nc} = 0.6$ e 2.0 cm, respectivamente.

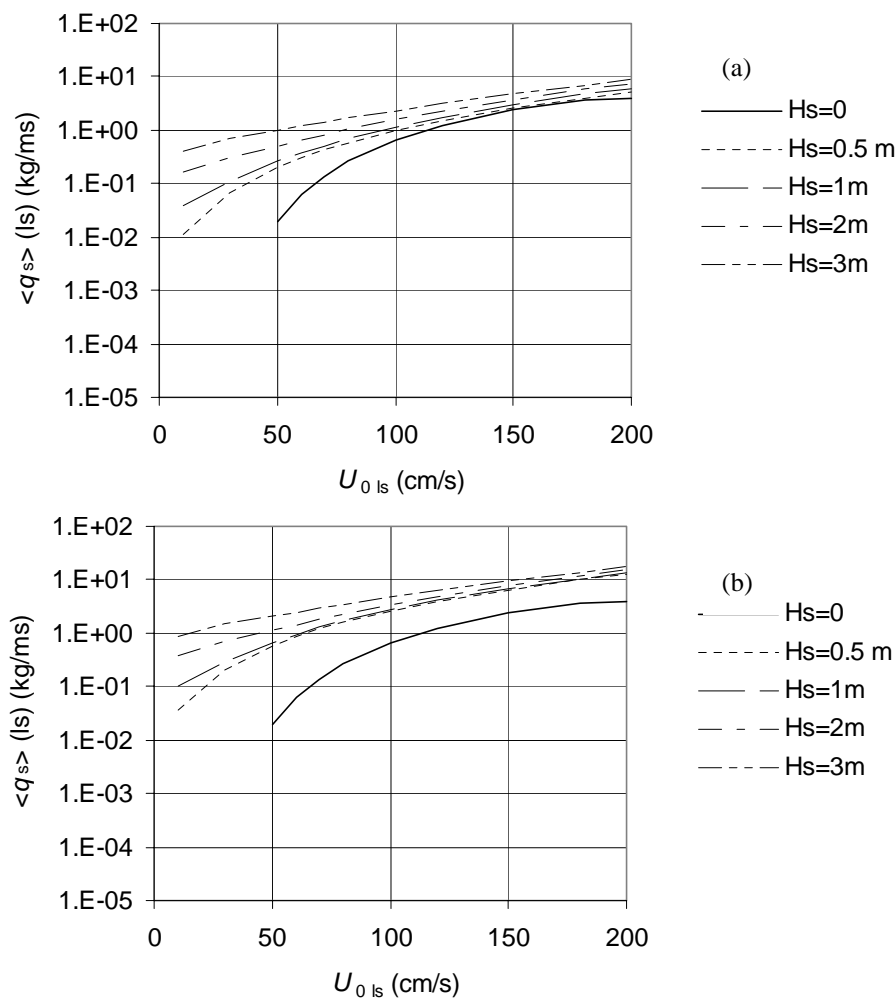


Figura 7.46 - Valores calculados da taxa de transporte de sedimentos na direcção longitudinal em função da velocidade média da corrente: solução obtida com o modelo formulado em termos do parâmetro de *Shields*, $K_{sw} = K_{sc} = 0.6$ cm (a) e 2.0 cm (b).

Verifica-se que o transporte longitudinal aumenta com o coeficiente de rugosidade, o que se deve essencialmente à contribuição do factor de atrito associado à onda, f_w . As soluções obtidas ilustram o quanto a solução do modelo depende dos valores da rugosidade total especificados.

7.3.2 *Egmond beach*

Os dados experimentais disponíveis para efectuar a validação do modelo na situação em que o ângulo entre a direcção de propagação da ondulação e a corrente média não é nula resultaram de medições efectuadas na praia de *Egmond*. No capítulo 3 (tabela 3.2) foram apresentados sumariamente as condições correspondentes a estes dados. São conhecidos os valores da altura significativa, H_s , e do período de pico da onda, T_p , a intensidade e a direcção da corrente média ($U_{0\text{ ls}}$ e $U_{0\text{ cr}}$) e os valores significativos da amplitude da velocidade orbital junto ao fundo na crista e na cava da onda, respectivamente, $(u_{w\text{maxc}})_{\text{sig}}$ e $(u_{w\text{maxt}})_{\text{sig}}$. A partir dos valores obtidos para as distribuições verticais médias da velocidade do escoamento e da concentração de sedimentos, foi possível calcular o valor da componente do transporte de sedimentos integrado na vertical associada à corrente. A contribuição da componente oscilatória na equação (2.11) é desconhecida. A profundidade local na qual foram efectuadas as medições varia entre 1 e 2m e a altura significativa da onda entre 0.2 e 0.8 m. Os valores da razão entre a altura significativa da onda e a profundidade local, H_s/h , variam entre 0.22 e 0.65. Este cociente constitui um parâmetro importante para determinar se as ondas encontram-se em rebentação. De acordo com os dados disponíveis, para valores de H_s/h superiores a 0.4 as ondas encontram-se em rebentação. Nestas condições, alguns dos resultados experimentais foram obtidos em condições de rebentação.

A figura 7.47 representa os valores experimentais da componente do transporte nas direcções perpendicular e paralela à linha de costa em função de H_s/h . Observa-se um aumento substancial da quantidade de sedimentos transportada pela corrente em ambas as direcções quando existem condições de rebentação. Isto deve-se ao facto, de que quando ocorre rebentação das ondas, a energia cinética turbulenta aumenta, pelo que a quantidade de sedimentos em suspensão disponível para ser transportada pela corrente média e pelo escoamento oscilatório é maior. Observa-se também que a componente do transporte

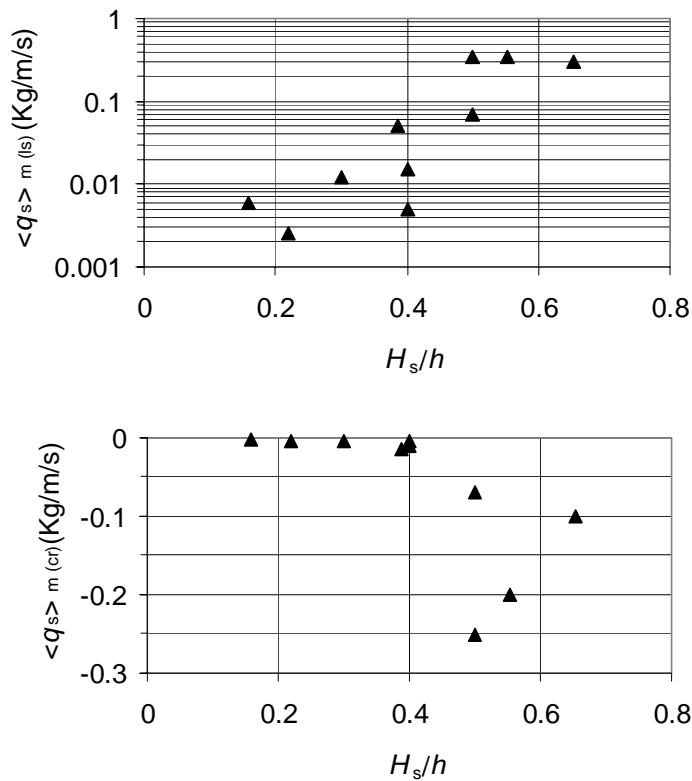


Figura 7.47 – Valores experimentais da componente do transporte associado à corrente nas direcções perpendicular, $\langle q_s \rangle_{m(cr)}$, e paralela, $\langle q_s \rangle_{m(l)}$, à linha de costa, em função de H_s/h .

associada à corrente processa-se, em ambas as direcções, no sentido da corrente média.

Considerou-se, como um dado do problema, que a direcção de propagação das ondas é perpendicular à linha de costa. Nestas condições, a componente oscilatória do transporte sedimentar na direcção longitudinal é nula, pelo que os valores experimentais do transporte na direcção longitudinal podem ser considerados como representativos do transporte total nessa direcção. Na direcção perpendicular à costa, a componente oscilatória é, de uma maneira geral, significativa, pelo que a intensidade e sentido do transporte *real* poderá diferir dos valores experimentais apresentados. Como o modelo calcula o transporte total em ambas as direcções, os valores calculados do transporte só são comparáveis com os valores experimentais na direcção paralela à linha de costa, pelo que a análise dos resultados do modelo é feita exclusivamente para essa direcção.

O valor médio quadrático da velocidade orbital junto ao fundo foi determinado considerando diferentes formulações para o trem de ondas irregular. A figura 7.48 ilustra

os valores de u_{rms} considerando que o trem de ondas é representado por uma onda regular monocromática, equação (7.14), ou calculado a partir da evolução temporal da velocidade orbital junto ao fundo sintetizada a partir do espectro de *Jonswap* (código GENER). Representam-se também os valores de u_{rms} obtidos a partir do método proposto por Soulsby (1997). De acordo com este método, a equação (7.14) é resolvida para cada uma das frequências do espectro de *Jonswap* e integra-se os resultados para obter u_{rms} . A análise da figura 7.48 mostra que os valores de u_{rms} calculados pelas diferentes formulações são muito semelhantes, nomeadamente os calculados pela equação (7.14) e os calculados pela formulação de Soulsby.

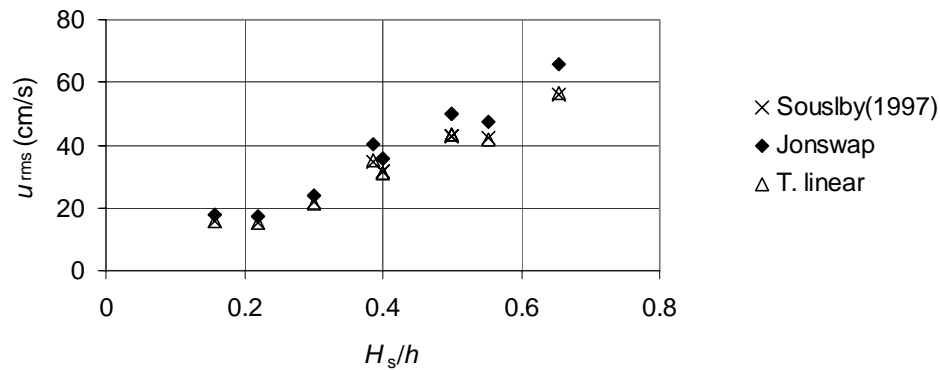


Figura 7.48 – Valor médio quadrático da velocidade orbital em função de H_s/h para as diferentes representações da onda irregular

A figura 7.49 representa a razão entre os valores calculados e os valores experimentais do transporte na direcção longitudinal em função de H_s/h . Na figura 7.49 (a) as soluções numéricas foram obtidas considerando o modelo formulado em termos do número de mobilidade equivalente. Os símbolos a cheio representam a solução obtida quando a amplitude da velocidade orbital junto ao fundo é calculada a partir da equação (7.14) e os símbolos X referem-se aos resultados obtidos quando a evolução temporal da velocidade do escoamento junto ao fundo foi sintetizada a partir do espectro de *Jonswap*. A figura 7.49 (b) ilustra a solução obtida com o modelo considerando o parâmetro de *Shields* equivalente com u_{rms} calculado a partir da equação (7.14). Para estas simulações considerou-se que a rugosidade equivalente associada à onda, K_{Nw} , é diferente da rugosidade associada à corrente, K_{Nc} , e que o coeficiente de atrito, f_c , é determinado em

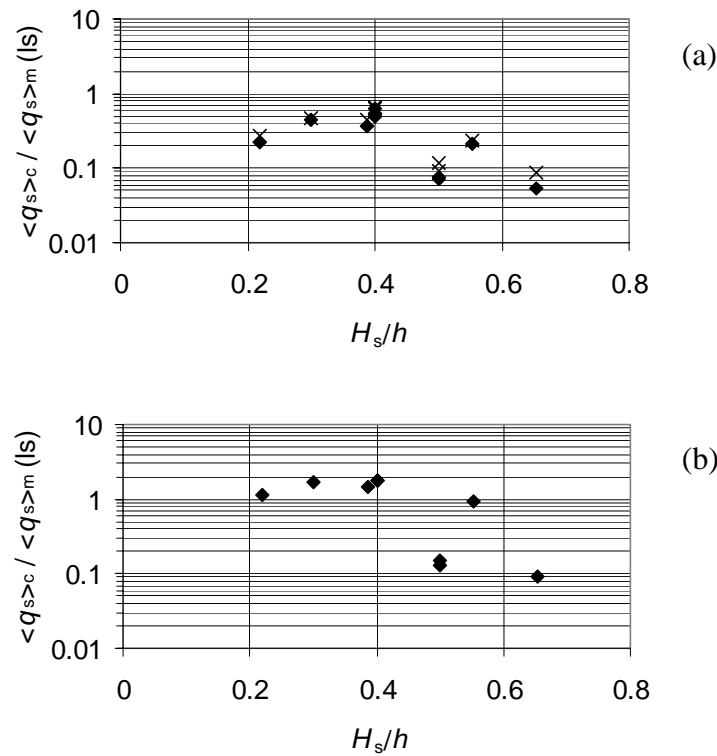


Figura 7.49 – Razão entre os valores calculados e os valores experimentais do transporte na direcção longitudinal em função de H_s/h : (a) solução numérica calculada a partir do número de mobilidade equivalente; (b) solução numérica calculada a partir do parâmetro de *Shields* equivalente.

função das formas de fundo estabelecidas na situação em não existe ondulação. De acordo com os dados obtidos só apenas em duas condições experimentais se observa a formação de rugas ($H_s/h = 0.38$ e 0.55) sendo o fundo plano em todas as outras situações.

A análise dos resultados obtidos para a componente longitudinal do transporte mostra que:

- os resultados obtidos com o modelo formulado em termos do número de mobilidade são inferiores aos obtidos quando se faz intervir a tensão tangencial total exercida no fundo. Este resultado está de acordo com a análise efectuada na secção anterior;
- não existe uma diferença significativa entre os valores calculados pelo modelo quando o trem de ondas irregulares é representado por uma onda regular

monocromática ou quando é considerada a série temporal da velocidade orbital sintetizada a partir do espectro de *Jonswap*;

- a percentagem dos valores de $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ que se encontra dentro do factor de 2 é de 33% na figura 7.49 (a) e de 67% na figura 7.49 (b);
- a maior diferença entre os valores calculados e os valores experimentais ocorre nos casos em que $H_s/h > 0.4$, isto é, em condições de rebentação.

De modo a corrigir os valores calculados do transporte quando se observa rebentação, multiplicou-se a solução obtida na figura 7.49 (b) pelo seguinte factor de correcção:

$$\begin{aligned} f_{reb} &= 1 && \text{para } H_s/h \leq 0.4 \\ f_{reb} &= e^{4(\sqrt{H_s/h-0.4})} && \text{para } H_s/h > 0.4 \end{aligned} \quad (7.18)$$

A solução obtida está representada na figura 7.50. Neste caso a percentagem de pontos dentro do factor de 2 é de 78%.

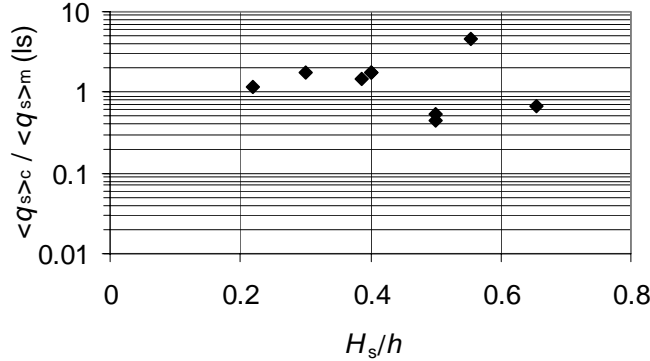


Figura 7.50 – Razão entre os valores calculados e os valores experimentais do transporte na direcção longitudinal em função de H_s/h . A solução numérica foi calculada a partir da equação (7.17) tendo em conta o factor de correcção relativo à rebentação das ondas.

As simulações efectuadas não consideraram a existência da assimetria da onda. Verifica-se que se o campo da ondulação é representado por uma onda de *Stokes* de segunda ordem com coeficiente de assimetria dado pela equação (6.1) e u_{rms} calculado pela teoria linear, os valores numéricos de $\langle q_s \rangle_{(ls)}$ não diferem dos que foram obtidos

anteriormente. Na realidade, a assimetria da onda afecta o transporte na direcção da ondulação.

O conjunto de dados experimentais da praia de *Egmond* foram utilizados para realizar uma intercomparação dos resultados de diferentes modelos de transporte sedimentar no âmbito do projecto SEDMOC. A figura 7.51 ilustra os resultados obtidos com os diferentes modelos considerados (HR - *HR Wallingford* ; LNH – *Laboratoire Nationale de Hydraulique* ; UCNW – *University College North Wales* ; DH – *Delft Hydraulics*). Observa-se que os modelos produzem resultados dissonantes. Os resultados obtidos com o modelo DH e o presente modelo (ver figura 7.49 (b)) são os reproduzem melhor os resultados experimentais. Os modelos mais sofisticados (UNCW) conduzem a resultados menos satisfatórios que os modelos baseados em formulações semi-empíricas, o que revela que estes últimos estão mais bem adaptados para as aplicações práticas.

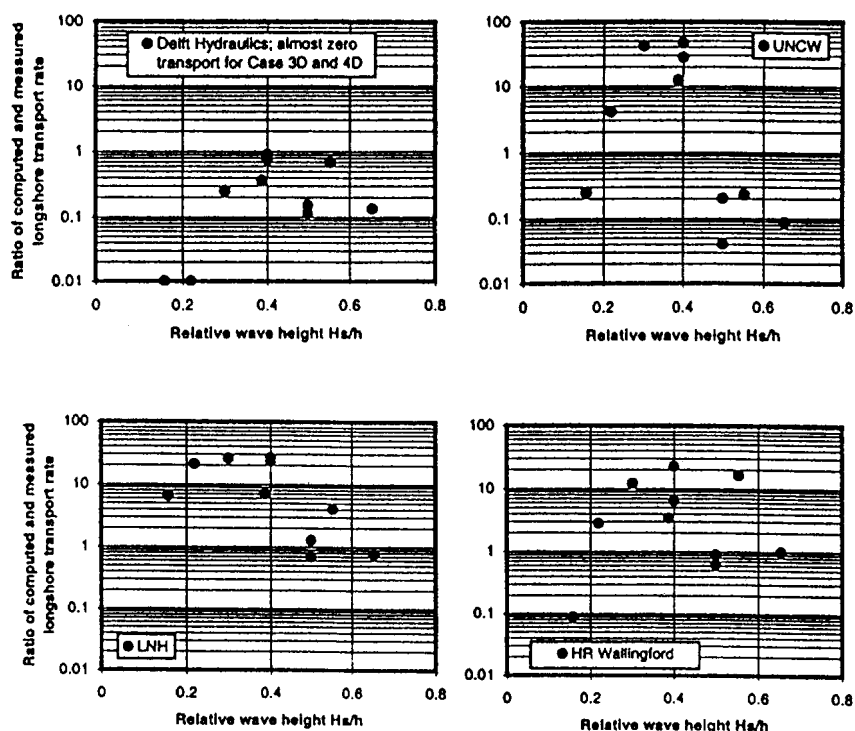


Figura 7.51 – Razão entre os valores calculados e os valores experimentais do transporte na direcção longitudinal em função de H_s/h . As soluções numéricas representadas foram calculadas por diferentes modelos - ver texto (reprodução de Damgaard et al., 1999)

7.4 Conclusões

Neste capítulo foram efectuadas aplicações do modelo apresentado no capítulo 6 a diferentes condições do escoamento e considerando uma distribuição uniforme da granulometria dos sedimentos, caracterizada pelo diâmetro mediano d_{50} .

Após um processo de calibração do modelo, os valores calculados da taxa de transporte no caso de um escoamento na forma de uma onda regular e de uma corrente média colineares, são satisfatórios: para condições de fundo plano, os resultados numéricos diferem dos resultados experimentais de um factor de 2 em 95% das condições testadas, enquanto que no caso em que o fundo apresenta rugas esse valor é de 45%. Para o caso de ondas irregulares, observa-se que os valores calculados da taxa de transporte são sistematicamente inferiores resultados experimentais. Uma das possíveis causas para esta discrepância reside no facto do modelo determinar a taxa de transporte em função dos valores da velocidade equivalente calculados em cada um dos dois meios da oscilação, pelo que não poderá reproduzir a intensificação do transporte no sentido de propagação da onda devida à assimetria da aceleração do escoamento num ciclo da onda irregular (Nielsen, 1992).

Nos casos em que o escoamento na camada limite de fundo é dominado por uma corrente média, observa-se que, de modo a obter-se valores da taxa de transporte compatíveis com os resultados experimentais, o modelo deverá quantificar a tensão tangencial que é exercida no fundo. As aplicações efectuadas com o modelo formulado em termos do parâmetro de *Shields* a diferentes condições do escoamento (ondas e correntes colineares e oblíquas e a escoamentos permanentes), permitem concluir que esta formulação do modelo é a mais adequada. Porém, é de salientar os resultados numéricos do modelo dependem neste caso dos valores do coeficiente de rugosidade especificado e das formulações paramétricas utilizadas para calcular os valores de τ_b .

Capítulo 8

Transporte de sedimentos não uniformes

A zona costeira está sujeita a problemas de erosão devido à acção de forças naturais ou a impactos artificiais. Um dos modos de contornar o problema da erosão costeira consiste em alimentar as praias com sedimento. O tipo de sedimento utilizado para esse fim pode, no entanto ter características distintas do sedimento que originalmente formava a praia. Em geral, a utilização de um sedimento com uma dimensão do grão mais grosseiro é aconselhável, pois contribui para uma melhor estabilização da praia.

Por outro lado, a distribuição de sedimentos numa praia natural não é uniforme, e apresenta, geralmente, gradientes longitudinais e transversais resultantes dos processos selectivos de transporte.

Importa assim, estimar a taxa de transporte de sedimentos tendo em conta as diferentes fracções que compõem a distribuição da dimensão dos grãos de sedimento e averiguar / quantificar as eventuais interacções entre essas fracções.

8.1 Modelos *multi-fracções*

O modelo apresentado nos capítulos 6 e 7, determina a taxa de transporte assumindo que a distribuição de sedimentos é uniforme e caracterizada pelo diâmetro mediano do sedimento, d_{50} . Nesta secção far-se-á a extensão do modelo para o caso em que a distribuição de sedimentos depositados no fundo é composta por mais do que uma fracção.

Nos modelos *multi-fracções*, a distribuição de granulometria é dividida em N fracções e a taxa de transporte de cada fracção, $\langle q_{s,i} \rangle$ é calculada a partir das expressões existentes (por exemplo, equação 6.4) considerando o diâmetro mediano do grão de sedimento de cada fracção, d_i . A taxa de transporte total, $\langle q_s \rangle$, é calculada mediante a soma de $\langle q_{s,i} \rangle$ tendo em conta a probabilidade de ocorrência de cada fracção, p_i :

$$\langle q_s \rangle = \sum_{i=1}^N p_i \langle q_{s,i} \rangle \quad (8.1)$$

O método pode incorporar um factor de correcção que tem em conta com os efeitos resultantes da existência de interacção entre os sedimentos com diferentes granulometrias.

No caso particular em que $N = 1$, o material de fundo é considerado uniforme e a distribuição de granulometria é caracterizada pelo d_{50} da mistura.

A contribuição da fracção i , para a taxa de transporte total é dada por:

$$P_{T,i} = \frac{p_i \langle q_{s,i} \rangle}{\langle q_s \rangle} \quad (8.2)$$

e o diâmetro médio do material transportado, $d_{m,T}$ é:

$$d_{m,T} = \sum_{i=1}^N d_{m,i} P_{T,i} \quad (8.3)$$

onde $d_{m,i}$ representa o diâmetro médio de cada fracção. O cociente entre $d_{m,T}$ e d_m , onde d_m representa o diâmetro médio do sedimento depositado no fundo, dá uma indicação acerca dos processos selectivos de transporte: se $d_{m,T} / d_m$ for superior a 1, os grãos de sedimento que são transportados têm uma dimensão que é maior do que o material de fundo, isto é, as fracções mais grosseiras são mais transportadas do que as fracções de sedimento mais fino; pelo contrário, se $d_{m,T} / d_m$ for inferior a 1, as fracções mais finas são as mais transportadas.

Nos modelos em que a taxa de transporte é calculada em termos do parâmetro de *Shields* (por exemplo, o modelo de Ribberink), o valor de θ é calculado para cada fracção substituindo d no denominador da equação (2.5) pelo diâmetro mediano da fracção i e assumindo que a rugosidade equivalente de *Nikuradse*, que intervém no cálculo da tensão

de atrito no fundo, é a mesma para todas as fracções, sendo determinada pelo d_{50} (ou d_{90}) da mistura (Kroekenstoel, 1999).

No modelo apresentado nos capítulos 6 e 7, o parâmetro de *Shields* intervém no cálculo do valor crítico de ω_i , ω_{cr} , distinguindo as situações em que o fundo é considerado como plano ou apresenta formas. Se o valor do parâmetro de *Shields* fosse calculado para cada uma das fracções da mistura, poder-se-iam observar diferentes condições no que respeita às formas de fundo que, eventualmente, seriam diferentes das que foram observadas. Nestas condições, o mecanismo de interacção pode falsear os resultados do transporte de sedimentos. Deste modo, considera-se que os valores do parâmetro de *Shields* e do ω_{cr} , são idênticos para cada uma das fracções e iguais aos valores obtidos com o d_{50} da mistura.

8.2 Determinação do transporte para um sedimento com uma distribuição normal de granulometria

Considere-se que a função densidade de probabilidade da distribuição da dimensão do grão de sedimento, $f(d)$, tem uma distribuição normal com valor médio d_{50} e desvio padrão σ_g definido na secção 2.2.1. A taxa de transporte total de sedimentos é determinada, neste caso, por:

$$\langle q_s \rangle = \int_{-\infty}^{\infty} \langle q_s(d') \rangle f(d') dd' \quad (8.4)$$

A análise das equações (7.2), (6.68), (6.79) e (6.80) do modelo, mostra que $\langle q_s(d) \rangle \propto d^{-0.15}$. Desprezaram-se as interacções entre os sedimentos com diferentes granulometrias e admitiu-se que a função G é constante em d , isto é, o efeito do mecanismo de interacção no transporte é independente da dimensão do grão de sedimento. Nestas condições, o valor da taxa de transporte para cada sedimento da distribuição é dado em função do transporte calculado com o diâmetro mediano da mistura:

$$\langle q_s(d) \rangle = \langle q_s(d_{50}) \rangle \left(\frac{d}{d_{50}} \right)^{-0.15} \quad (8.5)$$

Substituindo a equação anterior na equação (8.4) e admitindo que o desvio padrão da distribuição de granulometria $\sigma_g \approx 1.3$ (valor correspondente às séries de experiências E, I, J e H) mostra-se que $q_s / q(d_{50}) \approx 1$. Verifica-se, deste modo, que o valor do transporte calculado considerando o diâmetro mediano do sedimento na mistura representa uma boa aproximação do transporte total de sedimentos com uma distribuição normal.

É de salientar que no modelo de Ribberink o transporte é também proporcional a $d^{-0.15}$. No modelo de Bailard, a componente do transporte por arrastamento é independente de d , e o termo relativo ao transporte em suspensão é proporcional ao inverso da velocidade de queda dos sedimentos.

8.3 Determinação do transporte para uma mistura de sedimentos com diferentes granulometrias

Quando coexistem duas ou mais distribuições de sedimentos com diâmetros medianos bem definidos e diferentes, podem ocorrer processos de interacção entre os grãos de sedimento: os sedimentos mais finos são protegidos pelos sedimentos mais grosseiros e estes últimos, por sua vez, estão mais expostos ao escoamento. Estes processos de interacção podem influenciar a taxa de transporte das diferentes fracções de grãos de sedimento presentes na distribuição.

Recentemente, Hassan et al. (1999), Hamm et al. (1998) e Dibajnia e Watanabe (1996) realizaram experiências com o objectivo de analisar a influência da mistura de dois sedimentos com a mesma densidade mas com granulometrias diferentes no transporte de sedimentos em regime de *sheet flow*. Estes autores consideraram um sedimento fino e outro mais grosseiro com diferentes proporções na amostra do sedimento de fundo: por exemplo, na série K (Hamm et al., 1998), $d_{\text{finos}} = 0.13$ mm e $d_{\text{grosseiros}} = 0.32$ mm (50% : 50%) e na série P (Hassan et al., 1999), $d_{\text{finos}} = 0.21$ mm e $d_{\text{grosseiros}} = 0.97$ mm (70% : 30%) (ver secção 3.4, tabela 3.1). A distribuição dos dois sedimentos foi escolhida de modo a que não houvesse sobreposição nas dimensões dos sedimentos correspondentes, o que possibilita calcular a taxa de transporte para cada uma das fracções: na série K, $d_{90 \text{ finos}} = 0.182$ mm e $d_{10 \text{ grosseiros}} = 0.217$ mm; na série P, $d_{90 \text{ finos}} = 0.32$ mm e $d_{10 \text{ grosseiros}} = 0.79$ mm.

Os resultados experimentais obtidos mostram que ocorrem processos selectivos no transporte de sedimentos.

A figura 8.1 ilustra a taxa de transporte de sedimentos observada (total e de cada fracção) em função da velocidade média quadrática da onda para o conjunto de experiências da série P (Hassan et al.,1999). Observa-se que a taxa de transporte total é positiva, isto é, no sentido de propagação da onda, e aumenta com o valor de u_{rms} . No que respeita aos transportes medidos para cada fracção, observa-se que, apesar da percentagem do sedimento fino no material de fundo ser de 70%, a taxa de transporte desta fracção é pouco maior do que a observada para o sedimento mais grosseiro. Para $u_{rms}=0.9$ m/s observa-se inclusive que $\langle q_s \rangle_{finos}$ é menor do que $\langle q_s \rangle_{grosseiros}$ (a presença de efeitos não

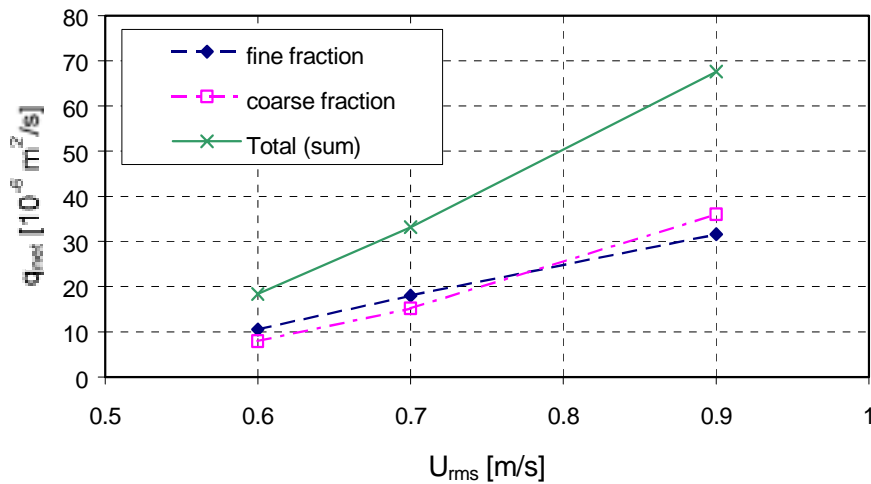


Figura 8.1 - Taxa de transporte de sedimentos observada (total e de cada fracção) em função da velocidade média quadrática da onda -série P (reprodução de Hassan et al.,1999)

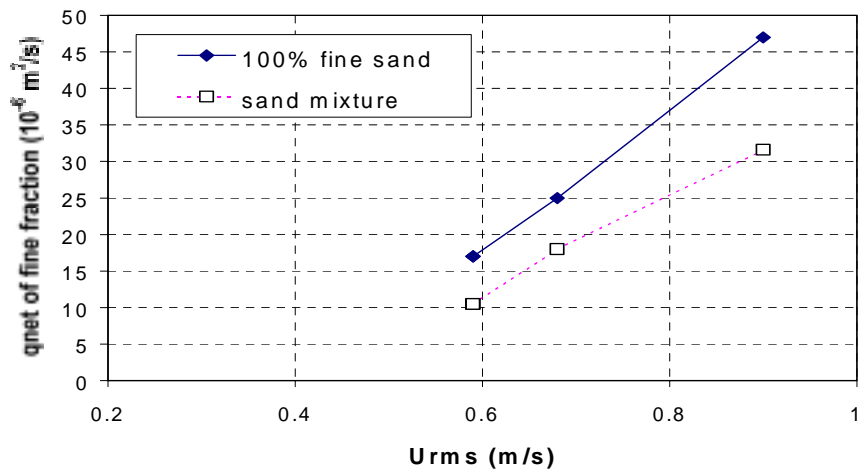


Figura 8.2 – Taxa de transporte do sedimento fino observada para diferentes percentagens deste sedimento no material de fundo - série P (reprodução de Hassan et al., 1999)

estacionários poderá também estar na origem deste resultado). Por outro lado, foram retiradas e analisadas amostras do material depositado no fundo após o termo de cada teste experimental. Verificou-se que a distribuição vertical dos sedimentos que se encontram depositados não é uniforme e que a percentagem do sedimento mais fino aumentou. Estes resultados são indicativos de que o transporte do sedimento mais fino é inibido pela presença do sedimento mais grosseiro (efeito de armadura). A mesma conclusão pode ser retirada comparando os valores medidos da taxa de transporte da fracção mais fina com os resultados obtidos nas experiências da série B (efectuados nas mesmas condições experimentais), quando o material de fundo é composto por 100% do sedimento fino. Observa-se na figura 8.2 que, para qualquer valor da velocidade média quadrática da onda, a fracção fina da mistura é menos transportada do que o sedimento uniforme com a mesma granulometria (o decréscimo observado é cerca de 33%).

As experiências de Hamm et al. (1998) (série K) e de Dibajnia e Watanabe (1996) revelam de modo análogo a existência do efeito de armadura para os sedimentos mais finos. Em particular, na série K, observou-se a presença de efeitos não estacionários no transporte da fracção do sedimento mais fino (a taxa de transporte deste sedimento é negativa) e verificou-se que a influência deste processo no transporte é menor do que quando a percentagem do sedimento com $d_{50} = 0.13$ mm no material de fundo é de 100% (Kroekenstoel, 1999).

No que respeita ao transporte da fracção dos sedimentos mais grosseiros, os resultados experimentais de Hassan et al. (1999) não permitem esclarecer se esta fracção é afectada pela presença dos sedimentos mais finos, pois que nas experiências realizadas nas mesmas condições experimentais com uma distribuição uniforme deste sedimento verificou-se que o regime de transporte é diferente (formaram-se dunas com comprimento de onda de cerca de 1m). Contudo, de acordo com Kroekenstoel (1999) nos resultados da série K para ondas sinusoidais, observou-se um aumento da taxa de transporte da fracção mais grosseira face aos resultados que se obtiveram quando este sedimento ocupava 100% do material de fundo.

De modo a descrever os processos de interacção no modelo de *multi-fracções* apresentado na secção 8.1 é necessário introduzir um factor de correcção em $\langle q_{s,i} \rangle$. O factor de correcção deve depender da proporção de cada fracção de sedimentos na mistura e do valor de σ_g e pode ser introduzido nos modelos de transporte ao nível do parâmetro de

Shields (ou do parâmetro de mobilidade) ou ao nível do parâmetro de *Shields* crítico. De acordo com o que foi dito anteriormente, o efeito de armadura pode ser reproduzido mediante a redução do parâmetro de *Shields* para os sedimentos mais finos, e o aumento do transporte para os sedimentos mais grosseiros pode ser descrito mediante um aumento do parâmetro de *Shields*. A correcção do número crítico de *Shields* tem pouca influência quando o regime de transporte é de *sheet flow*.

Na literatura encontram-se inúmeros factores de correcção que foram estabelecidos, na sua grande maioria, para o caso de escoamentos em regime permanente. Egiazaroff em 1965, Ashida e Michiue em 1973 e Komar e Wang em 1984, estabeleceram expressões que corrigem o transporte mediante a modificação do parâmetro de *Shields* crítico. Day (1980) estabeleceu o factor de correcção para o parâmetro de mobilidade tendo em conta um grande número de resultados experimentais. De acordo com este autor, o factor de correcção, $\xi_{c,i}$, para a fracção de sedimentos com diâmetro mediano d_i , é dado por:

$$\xi_{c,i} = \frac{\Psi_{c,i}}{\Psi_i} = \left(\frac{0.4}{(d_i/d_A)^{0.5}} + 0.6 \right)^{-a} \quad (8.6)$$

onde $d_A = 1.6 d_{50} \sigma_g^{-0.56}$ corresponde ao diâmetro do grão que não necessita de correcção e a é uma constante de calibração ($a > 0$). De acordo com esta expressão, o valor do factor de correcção para os sedimentos mais finos que d_A é inferior a 1 e decresce quando, para valores constantes de d_{fino} , de $d_{\text{grosseiro}}$ e de σ_g , a percentagem dos sedimentos mais finos na amostra diminui. Pelo contrário, para os sedimentos mais grosseiros verifica-se, nestas condições, que o valor do factor de correcção é superior a 1 mas diminui, tendendo para 1, quando a percentagem dos sedimentos mais grosseiros na amostra diminui.

Dibajina e Watanabe (1996) consideraram que a redução do transporte dos sedimentos mais finos pode ser explicada admitindo que uma percentagem da energia total do escoamento, igual à percentagem de sedimentos mais finos, é consumida no transporte dos sedimentos mais grosseiros. Deste modo, o factor de correcção $(p_i)^{\alpha_c}$ é introduzido no valor de ω_i na equação (6.12) e nas quantidades Ω_i . O valor de α_c foi determinado com base nos resultados experimentais desses autores e é uma função do cociente entre os diâmetros médios dos dois sedimentos.

8.4 Aplicações e comparação com os resultados de outros modelos

Nesta secção é feita a aplicação do modelo de transporte de sedimentos apresentado nos capítulos 6 e 7 ao conjunto de resultados experimentais das séries K e P. As simulações foram efectuadas com o modelo formulado em termos do parâmetro de mobilidade equivalente. Na tabela A2 no Anexo A, apresentam-se as condições do escoamento consideradas nas simulações. As figuras 8.3 a 8.5 comparam os resultados experimentais com os resultados numéricos sob a forma da taxa de transporte total de sedimentos e da taxa de transporte por fracção.

Na figura 8.3 os resultados do modelo foram calculados admitindo que a distribuição do sedimento no fundo é uniforme. Deste modo, na equação (8.1), $N=1$, e o diâmetro mediano do sedimento é igual a 0.24 mm para a série P e a 0.21 mm para a série K. Observa-se de um modo geral, que o modelo simula razoavelmente bem os resultados experimentais: para qualquer teste das duas séries, os valores calculados do transporte encontram-se dentro do factor de dois relativamente aos resultados experimentais.

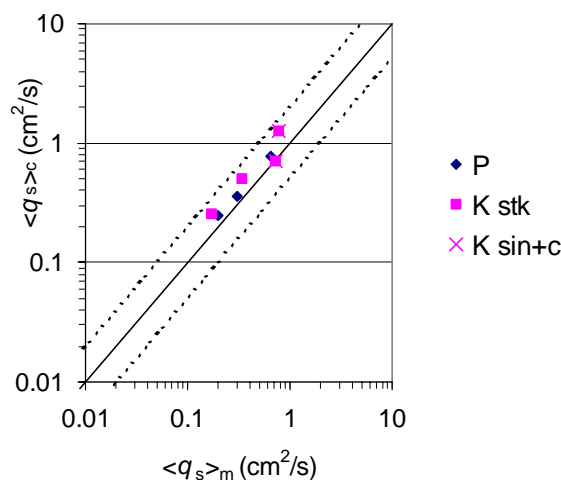


Figura 8.3 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados pelo modelo com os resultados experimentais das séries P e K ($N = 1$, distribuição de sedimentos uniforme)

As figuras 8.4 (a) e (b) apresentam os resultados do modelo considerando que a distribuição de sedimentos é dividida em duas fracções e sem considerar o factor de correcção devido ao efeito de armadura. O diâmetro mediano de cada fracção assim como as percentagens correspondentes estão indicadas na tabela 8.1. Para o conjunto de testes

correspondentes à série P (figura 8.4(a)) observa-se que a taxa de transporte total é igualmente bem representada, mas existe uma discrepância a nível do transporte para cada fracção: a taxa de transporte dos sedimentos mais finos calculada é maior do que a observada, enquanto que, para os sedimentos mais grosseiros, a taxa de transporte calculada é em média cerca de metade dos valores observados. Estas diferenças indicam claramente que o modelo não reproduz os processos de interacção entre os sedimentos mais finos e os sedimentos mais grosseiros.

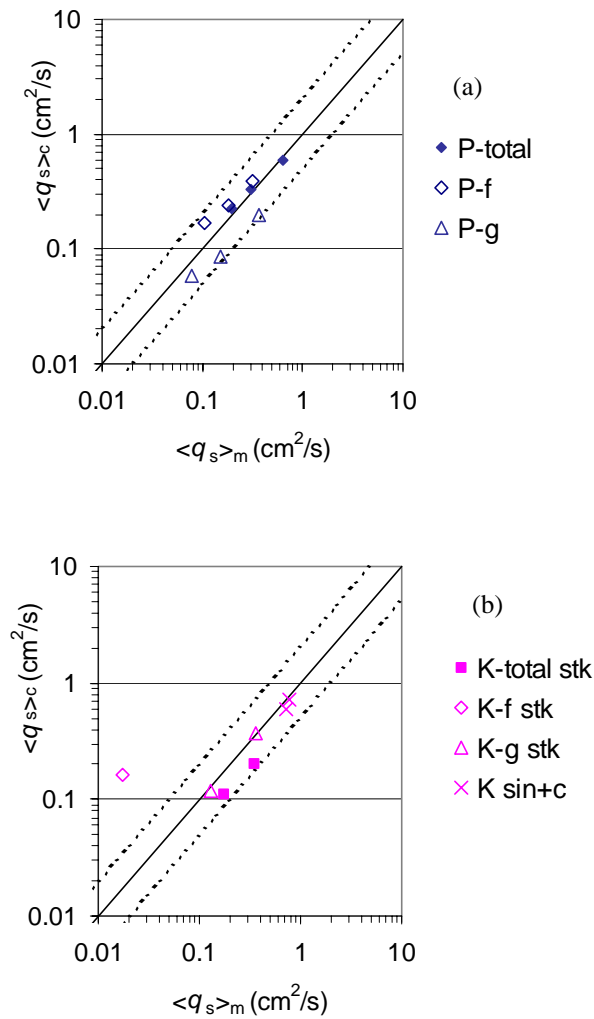


Figura 8.4 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados pelo modelo com os resultados experimentais (a) da série P e (b) da série K ($N = 2$, duas fracções: f – finos, g - grosseiros)

Tabela 8.1 – Divisão da distribuição de sedimentos em duas fracções

		d_{50} (mm)	%	σ_g
Série P	Mistura	0.24	100	2.31

Duas fracções	Fracção 1 – fina	0.21	70
	Fracção 2 – grosseira	0.97	30

Série K	Mistura	0.194	100	1.85
---------	---------	-------	-----	------

Duas fracções	Fracção 1 – fina	0.13	50
	Fracção 2 – grosseira	0.32	50

Para o conjunto de experiências da série K relativo a uma onda de *Stokes* de segunda ordem (testes K1 e K2), o modelo indica a existência de uma forte interacção do fluxo dos sedimentos mais finos entre os dois meios ciclos da oscilação. Em ambos os testes, os valores de $\langle q_s \rangle_c$ finos são negativos, enquanto que, somente o valor medido do transporte relativo ao teste K1 é negativo. O mecanismo de interacção do fluxo de sedimentos não é bem reproduzido pelo modelo pois que, a quantidade de sedimentos mais finos que é mobilizada do fundo não é inibida pela presença dos sedimentos mais grosseiros. A taxa de transporte relativa aos sedimentos mais grosseiros é, como se pode avaliar através da análise da figura 8.4(b), bem reproduzida pelo modelo. Deste modo, os valores calculados para a taxa de transporte total subestimam os valores experimentais: os valores de $\langle q_s \rangle_c$ são cerca de metade dos valores de $\langle q_s \rangle_m$. Nos testes em que o escoamento é descrito por uma onda sinusoidal na presença de uma corrente média, a interacção entre o fluxo dos sedimentos mais finos não é tão intensa como a verificada anteriormente e a taxa de transporte total é bem reproduzida pelo modelo (não se dispõe dos valores experimentais relativos à taxa de transporte por fracção).

As figuras 8.5 (a) e (b) apresentam os resultados do modelo considerando que a distribuição de sedimentos é dividida em duas fracções, mas tendo em conta a interacção entre as duas fracções do sedimento. Para tal as expressões que determinam o valor do parâmetro de mobilidade e de ω_i , equações (6.7) e (6.12), respectivamente, foram

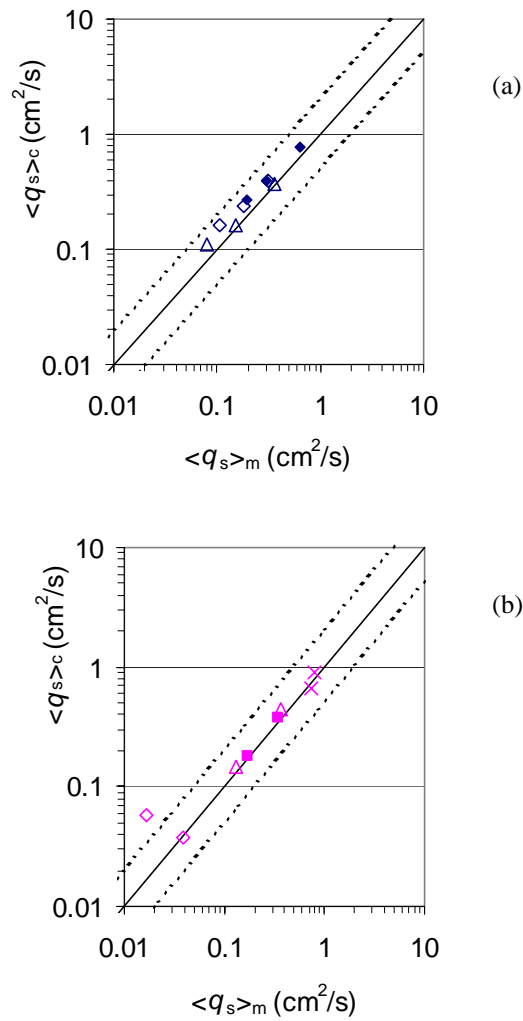


Figura 8.5 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados pelo modelo com os resultados experimentais (a) da série P e (b) da série K, considerando o factor de correcção de Day ($N = 2$, duas fracções: f – finos, g - grosseiros) – a legenda é igual à da figura 8.4

multiplicadas pelo factor de correcção de Day (equação 8.6). O valor da constante de calibração, a , na equação (8.6), foi determinada de modo a otimizar os resultados numéricos para as duas séries de experiências em estudo ($a = 1.7$). No modelo não foram testados outros factores de correcção, dado que:

- não é possível implementar no modelo uma correcção com base no parâmetro de *Shields* crítico;
- Hassan et al. (2001) efectuaram um estudo da sensibilidade do modelo de Ribberink nos diferentes factores de correcção (Egiazaroff, Ashida e Michiue,

Komar e Wang, e Day) e concluíram que os melhores resultados, no que respeita à taxa de transporte, são obtidos com este factor de correcção;

- o valor da constante α_c no factor de correcção de Dibajnia e Watanabe foi estabelecido para uma distribuição de granulometria específica, não sendo possível extrapola-lo para outras condições.

Para o conjunto de experiências da série P, o diâmetro mediano do sedimento mais fino, $d_{50} = 0.21$ mm, não difere muito do valor de $d_A = 1.001d_{50} \approx 0.24$ mm, pelo que o valor do factor de correcção é muito próximo de 1 ($\xi_c = 0.955$). Deste modo, os resultados ilustrados na figura 8.5 (a) para a fracção mais fina não diferem em muito dos resultados ilustrados na figura 8.4 (a). Para a fracção dos sedimentos mais grosseiros, o valor do factor de correcção é igual a 1.45. A comparação das figuras 8.4 (a) e 8.5 (a) mostra que a taxa de transporte para esta fracção é agora bem descrita pelo modelo. No que respeita à taxa de transporte total, observa-se que a implementação do factor de correcção tem como consequência um aumento de cerca de 20% no valor de $\langle q_s \rangle_c$. Assim, para a distribuição de granulometria da série P, o factor de correcção de Day consegue corrigir a taxa de transporte dos sedimentos mais grosseiros, mas revela-se ineficaz para simular o decréscimo do transporte dos sedimentos mais finos associado ao efeito de armadura. Este resultado é independente do modelo utilizado, dado que Hassan et al. (2001) chegaram à mesma conclusão utilizando o modelo de Ribberink.

Contudo, para a distribuição de sedimentos considerada na série K, o factor de correcção de Day é eficaz na correcção do transporte de ambas as fracções e o valor da taxa de transporte total é, neste caso, bem reproduzido com o modelo, como se ilustra na figura 8.5 (b). É de referir, que o ponto que se encontra fora do limite definido pelas duas linhas a tracejado, corresponde à experiência K1, para a qual o valor do transporte da fracção mais fina é muito pequeno e negativo.

Para averiguar a sensibilidade do modelo ao número de fracções que descreve a distribuição de granulometria, foram efectuadas simulações com $N = 4$ e $N = 8$ para a série de experiências P. Para tal, as duas fracções dos sedimentos finos e grosseiros foram subdivididas em sub-fracções: os valores da percentagem e do diâmetro mediano do sedimento correspondente a cada sub-fracção são os referidos no trabalho de Kroekenstoel (1999) e estão indicados na tabela 8.2.

Tabela 8.2 – Divisão da distribuição de sedimentos em quatro e oito fracções

		d_{50} (mm)	%	σ_g
Série P	Mistura	0.24	100	2.31

Quatro fracções	Fracção 1 – fina	0.18	35
	Fracção 2 – fina	0.24	35
	Fracção 3 – grosseira	0.88	15
	Fracção 4 – grosseira	1.08	15

Oito fracções	Fracção 1 – fina	0.14	10
	Fracção 2 – fina	0.19	25
	Fracção 3 – fina	0.24	25
	Fracção 4 – fina	0.29	10
	Fracção 5 – grosseira	0.76	4
	Fracção 6 – grosseira	0.90	11
	Fracção 7 – grosseira	1.04	11
	Fracção 8 – grosseira	1.18	4

A figura 8.6 representa o valor do cociente $\langle q_s \rangle_c / \langle q_s \rangle_m$ para (a) a taxa de transporte total, (b) para a taxa de transporte dos sedimentos mais finos e (c) para a taxa de transporte dos sedimentos mais grosseiros. As colunas A, B, C, D e E referem-se às diferentes condições consideradas nas simulações: em A, $N = 1$; em B, $N = 2$ (sem factor de correcção) e em C, D e E considerou-se o factor de correcção de Day com $N = 2, 4$ e 8 , respectivamente. A análise da figura revela que a divisão de cada fracção em sub-fracções ($N = 4, 8$) não implica qualquer modificação nos resultados numéricos para a fracção dos sedimentos mais grosseiros. Por outro lado, a taxa de transporte para a fracção dos sedimentos mais finos diminui com o aumento do número de fracções. Isto deve-se ao facto de que, à medida que o número de fracções aumenta, o diâmetro mediano das fracções mais finas diminui e o mecanismo de interacção do fluxo de sedimentos torna-se mais eficaz. É de notar que a redução de $\langle q_s \rangle_c$ é mais evidente nos casos em que originalmente não ocorria interacção (PA6 e PA7).

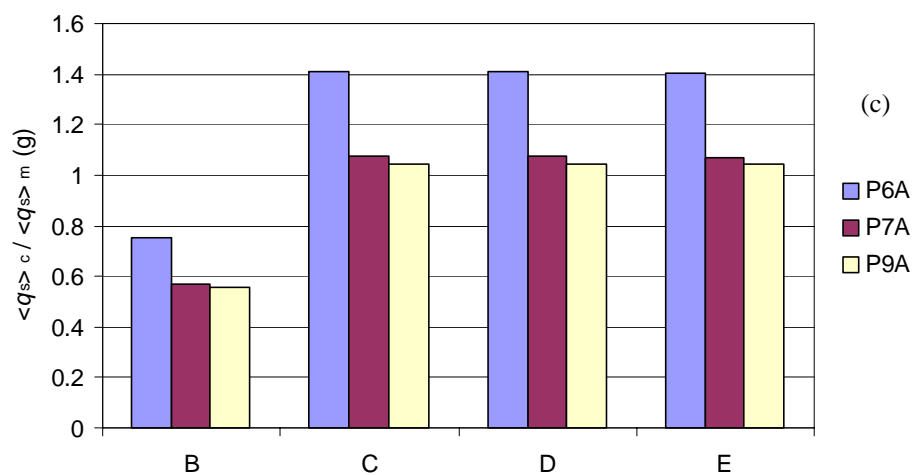
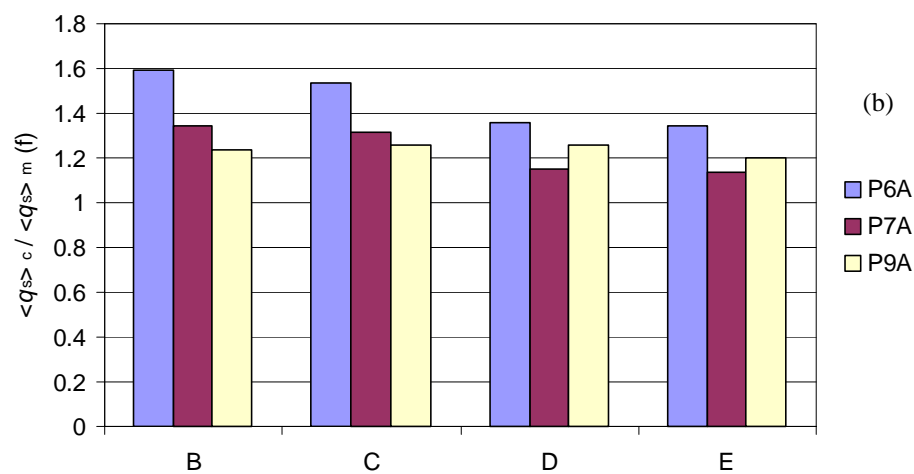
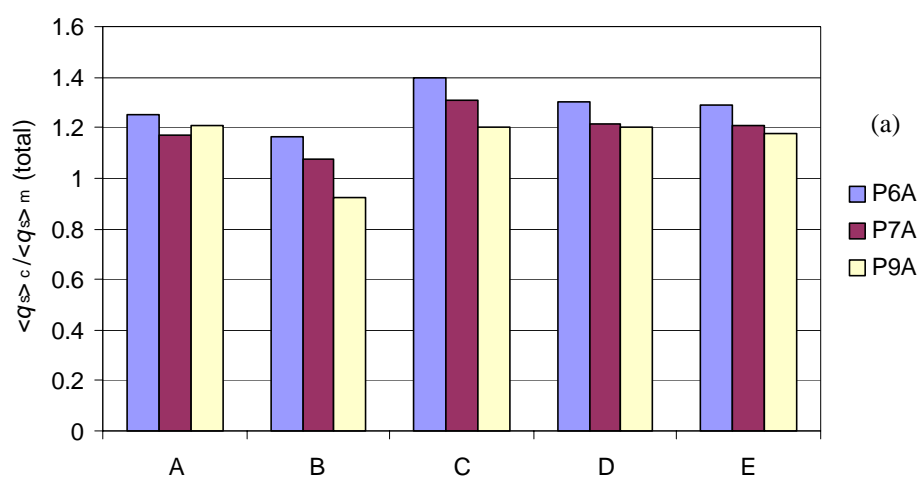


Figura 8.6 – Cociente entre a taxa de transporte calculada e a observada para a série P: (a) total; (b) fracção dos sedimentos finos; (c) fracção dos sedimentos grosseiros

Poder-se-á assim concluir, que no modelo semi não estacionário, o aumento do número de fracções melhora a qualidade dos resultados numéricos nos casos em que os processos não estacionários são relevantes, recomendando-se a divisão da distribuição da granulometria em pelo menos quatro fracções. Nos casos em que não existe interacção do fluxo de sedimentos entre os dois meios ciclos da oscilação o número óptimo de fracções é de dois (o mesmo será válido para qualquer modelo quase estacionário).

A figura 8.7 compara os valores observados da taxa de transporte total e por fracção da série P, com os resultados do modelo de Ribberink, considerando $N=1$ e $N=2$. A solução correspondente a $N=2$ foi obtida com o factor de correcção de Day. A comparação da figura 8.7 com a figura 8.5 (a) mostra que as soluções são muito semelhantes.

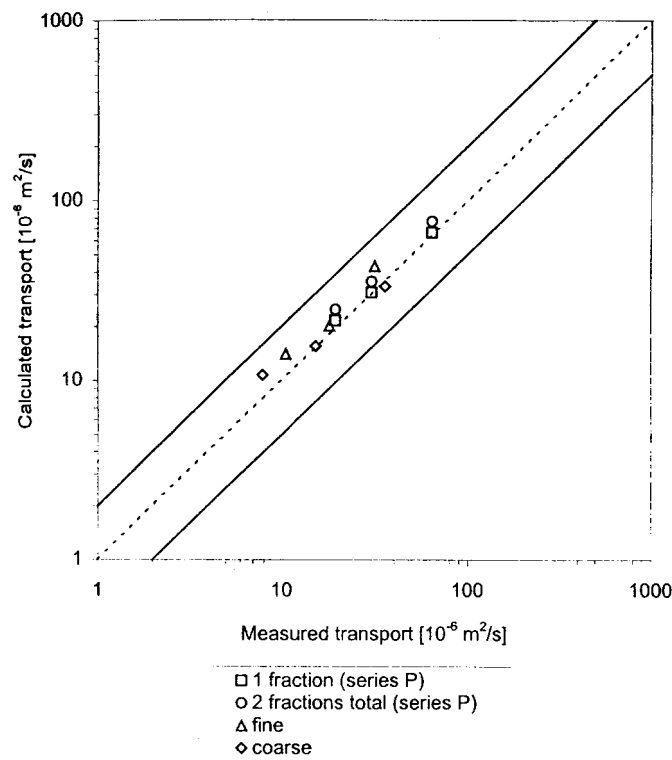


Figura 8.7 – Comparação entre os valores de $\langle q_s \rangle$ calculados pelo modelo de Ribberink ($N = 1$, $N = 2$) com os resultados experimentais da série P (reprodução de Hassan et al., 2001)

8.5 Conclusões

Os resultados experimentais recentemente obtidos em túneis de ondas indicam que na presença de uma distribuição não uniforme de sedimentos ocorrem processos selectivos de transporte. No presente capítulo, o modelo de transporte semi não estacionário apresentado nos capítulos 6 e 7 foi generalizado, de modo a quantificar a taxa de transporte das diferentes fracções que compõem a amostra do sedimento. Para descrever os efeitos de interacção entre cada uma das fracções considerou-se o factor de correcção de Day (1980).

Os resultados numéricos obtidos, mostram que o modelo consegue reproduzir de um modo satisfatório os resultados experimentais da taxa de transporte total e de cada uma das fracções do sedimento. Verificou-se, também, que os resultados numéricos são sensíveis ao número de fracções que descrevem a distribuição de granulometria nos casos em que os processos não estacionários são relevantes.

De modo a efectuar a validação do factor de correcção de Day, seria necessário dispor de um conjunto mais abrangente de resultados experimentais relativos a distribuições de granulometria com diferentes valores de σ_g e diferentes valores da percentagem de cada fracção na mistura. Estes estudos experimentais estão em curso no âmbito do programa “*Graded sand transport mechanisms and flow dynamics in oscillatory sheet-flows*” integrado no “*Transnational Access to Major Research Infrastructure, Access to the LOWT of WL/Delft Hydraulics*”.

Capítulo 9

Morfodinâmica da zona costeira: modelação do perfil transversal de uma praia

9.1 Introdução

Uma praia natural na zona costeira do oceano está em constante variação como resposta às acções forçadoras naturais (por exemplo, à ondulação e ao vento) e à intervenção antrópica.

Nas últimas décadas tem-se observado de uma maneira geral um processo gradual de erosão das praias. O aumento do nível médio do mar, a construção de edifícios nas zonas limítrofes das praias, o desaparecimento das fontes de areia através da construção de albufeiras e barragens fluviais e a exploração dos sedimentos acumulados nos canais e margens dos rios e dos estuários para os utilizar como inertes para a construção civil, resultaram num desequilíbrio do sistema que é irreversível a curto prazo. Os problemas que daí advém (o recuo das arribas, a migração das praias para o interior e o avanço do mar) tornam-se especialmente importantes se atendermos a que uma grande percentagem da população habita na zona limítrofe da costa e que esta constitui, por exemplo, através da indústria do turismo e das pescas, uma fonte de rendimento substancial da economia do país.

As intervenções efectuadas para resolver este tipo de problemas têm sido ao nível da protecção local de determinados pontos críticos da costa, mediante a construção de pesadas obras de engenharia (enrocamentos, quebra-mares, pontões, etc), também elas frequentemente indutoras da intensificação de erosão nas áreas que lhes são adjacentes. Como exemplo, a figura 9.1 (a) mostra que a construção de pontões à saída de um porto cria erosão nas praias situadas a jusante e que as estruturas de protecção posteriormente implementadas com base numa série de esporões levam ao deslocamento do problema para outras zonas do litoral. Na figura 9.1 (b), observa-se que a construção de um muro para proteger a habitação construída sobre a duna conduz ao desaparecimento gradual da praia.

Outra das soluções que ultimamente tem sido adoptada consiste na alimentação artificial de uma praia. A praia é alimentada com os sedimentos acumulados no fundo da plataforma continental ou mediante a transposição dos sedimentos acumulados nos quebra-mares das obras portuárias (sistema de *by-passing*). Esta solução é muito dispendiosa, requer uma manutenção contínua no tempo e a disponibilidade de uma fonte de sedimentos. Paralelamente, começaram a ser desenvolvidos esforços no planeamento da orla costeira de modo a que as futuras intervenções humanas evitem prejuízos substanciais quer do ponto de vista material ou ambiental.

Dada a complexidade dos processos envolvidos no estudo deste tipo de problemas, uma resposta adequada só pode ser dada através do desenvolvimento de modelos que consigam prever o escoamento, o transporte sedimentar e a evolução da morfologia da zona costeira. De Vriend et al. (1993) classificaram os diferentes tipos de modelos morfológicos em quatro categorias: modelos de linha de costa, modelos do perfil de costa, modelos integrados da área costeira e modelos locais. Estes últimos descrevem a evolução da morfologia de fundo associada a fenómenos de pequena escala, por exemplo, a formação de rugas com base numa formulação 2DV (ver capítulo 5). Apesar dos processos que determinam a evolução da morfologia da costa terem um carácter tridimensional, alguns dos comportamentos observados podem ser descritos e previstos recorrendo a formulações baseadas num número menor de dimensões. Na realidade, as variações da morfologia do fundo têm escalas espaço-temporais características diferentes nas direcções vertical, longitudinal e transversal à linha de costa. A divisão dos diferentes tipos de modelos morfológicos citada assenta neste pressuposto.

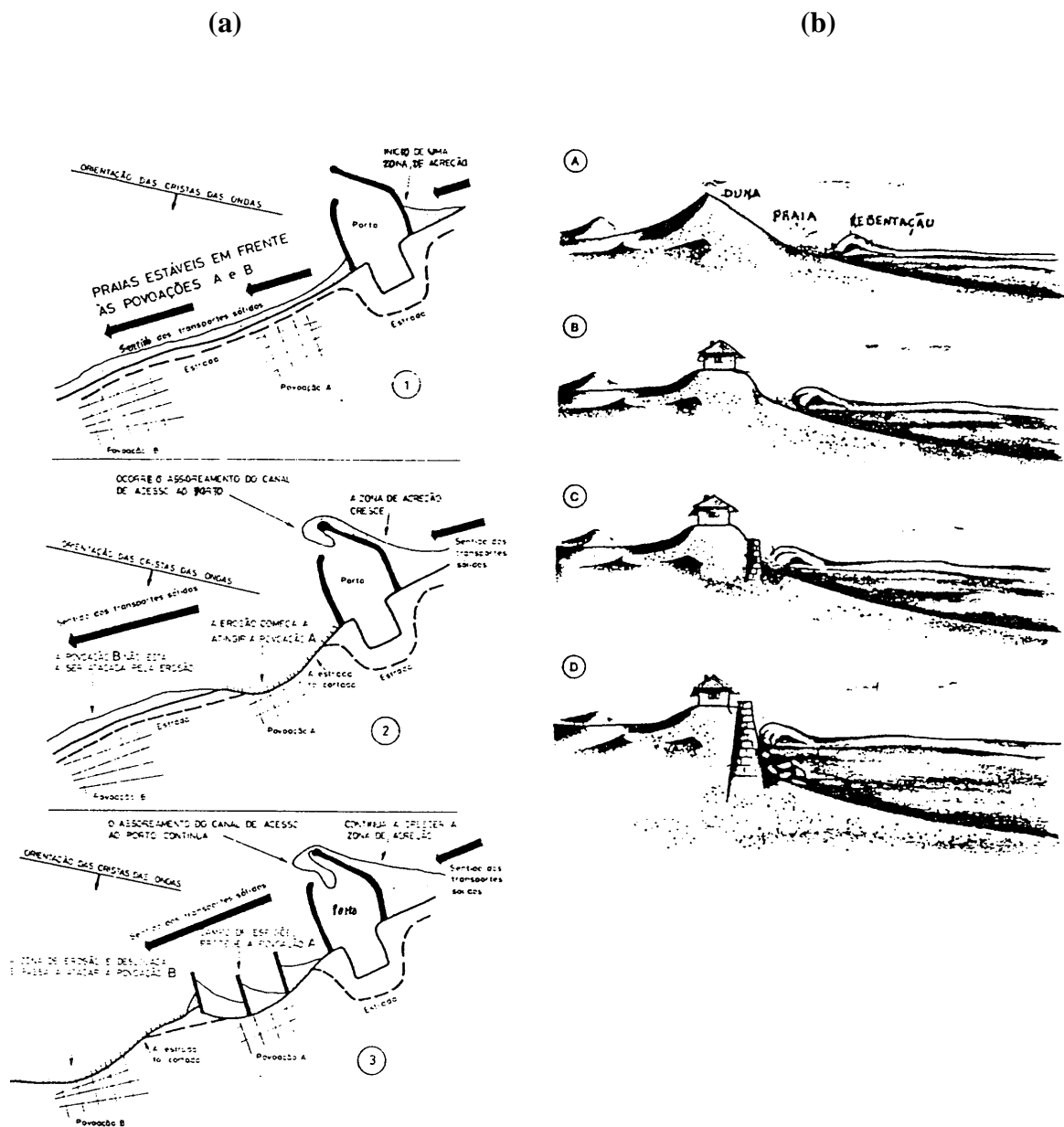


Figura 9.1 – Exemplificação de como as obras de engenharia construídas para a protecção litoral podem induzir erosão das praias (reprodução de Soares de Carvalho, 1985).

Modelos da linha de costa

As variações da posição da linha de costa a longo termo, correspondentes a escalas de tempo da ordem de anos, estão associadas com a componente longitudinal do transporte sedimentar. Este transporte é proporcional à componente do fluxo de energia das ondas na direcção paralela à costa, à qual está associada uma corrente litoral que transporta os sedimentos mobilizados do fundo. Podem existir outras fontes que contribuem para a corrente litoral, como, por exemplo, as correntes de maré, as correntes induzidas pelo vento e as correntes associadas à variação da distribuição da altura das ondas na direcção longitudinal de uma praia. As variações da posição da linha de costa manifestam-se sempre que exista um gradiente da componente longitudinal do transporte nessa direcção. Como exemplo, citam-se as formas de acreção e erosão em torno de estruturas como pontões (ver figura 9.2). No caso em que existe uma perda de sedimentos do sistema, decorrente da existência de canhões submarinos ou da transposição dos sedimentos num pontão sem que haja suprimento a montante, o recuo da linha de costa é permanente.

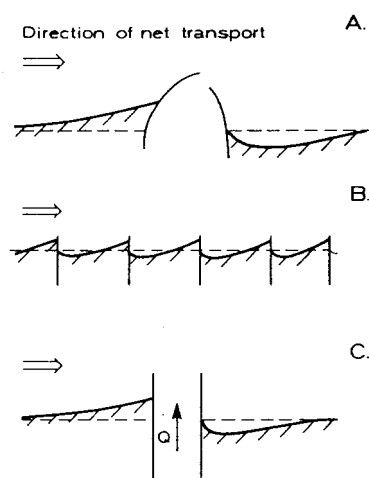


Figura 9.2 – Formas de erosão e acreção causados por estruturas que interferem com o transporte de sedimentos longitudinal (reprodução de Fredsøe e Deigaard, 1992).

Um dos modelos numéricos mais utilizados e simples para prever a evolução da linha de costa, o modelo de uma linha, assume que o perfil de fundo da praia se mantém constante mas pode ser deslocado na direcção perpendicular à costa como o resultado dos

fenómenos de erosão e acreção. A posição da linha da costa, $X(t)$, é solução da seguinte equação da continuidade:

$$\frac{\partial X}{\partial t} (1-n) h_p = \frac{\partial \langle q_s \rangle_{ls}}{\partial y} \quad (9.1)$$

onde h_p representa a altura activa do perfil e n é a porosidade do sedimento. A componente longitudinal do transporte, $\langle q_s \rangle_{ls}$ é determinada a partir do clima de ondulação (valores estatísticos da altura e da direcção das ondas) mediante a utilização de um determinado modelo. Como se ilustrou no capítulo 7, o modelo desenvolvido, baseado na formulação de Dibajnia e Watanabe, assim como outras formulações citadas podem ser utilizadas para calcular a componente do transporte longitudinal. Uma descrição mais detalhada dos modelos de evolução da linha de costa é dada em Fredsøe e Deigaard (1992), CEM (1998), Barata (1994) e Jacob e Sarmento (1994).

Modelos do perfil da costa

A forma e a evolução do perfil transversal de uma praia são determinadas pela componente transversal do transporte. As variações do perfil de fundo de uma praia ocorrem para pequenas escalas de tempo (horas - dias) e dependem das características da ondulação e dos escoamentos médios induzidos pela ondulação nessa direcção (por exemplo, o *undertow*). Se não existirem gradientes do transporte longitudinal na direcção paralela à costa, o transporte transversal conduz a um reajuste dos sedimentos depositados no fundo, com uma eventual alteração do perfil transversal da praia, havendo conservação da quantidade total de sedimentos envolvidos.

O transporte de sedimentos na direcção transversal é relevante para o estudo de diversos problemas em engenharia costeira, tais como: as variações sazonais da linha de costa associados a diferentes regimes de ondulação, com especial ênfase para as condições extremas de tempestade; a avaliação do impacto e da eficiência de projectos de alimentação artificial de uma praia; os galgamentos do mar em ilhas barreira associados a condições de sobre-elevação do nível do mar (*storm surges*).

Modelos integrados da área costeira

São modelos que descrevem o escoamento e o transporte sedimentar no plano horizontal (modelos do tipo 2DH). Devem ser considerados nos problemas em que as duas

dimensões horizontais não podem ser separadas de acordo com as escalas dos processos morfológicos. Exemplos destas situações são a evolução da morfologia de fundo junto a estruturas e nas embocaduras dos estuários. Uma revisão bibliográfica dos modelos 2DH pode ser encontrada em De Vriend et al. (1993). Recentemente, têm sido propostas formulações quase 3D que descrevem também a estrutura vertical do escoamento e da concentração de sedimentos em suspensão mediante o acoplamento de modelos 1DV aos modelos 2DH. Este modelos, bastante mais pesados do ponto de vista computacional, encontram-se actualmente em fase de desenvolvimento (ver, por exemplo, Rakha, 1998).

Neste capítulo é apenas tratado o problema da evolução do perfil de fundo de uma praia na direcção transversal à linha de costa. Na secção 9.2 apresentam-se as características gerais do perfil de fundo e os factores que o condicionam. Seguidamente, na secção 9.3 são apresentados alguns dos modelos existentes utilizados no estudo deste problema e na secção 9.4 será apresentado o modelo de evolução do perfil de praia considerado neste estudo.

9.2 Morfologia do perfil transversal de uma praia

Na zona costeira do oceano podemos identificar diferentes áreas que são caracterizadas por processos hidrodinâmicos específicos às quais correspondem diferentes padrões morfológicos (ver figura 9.3)

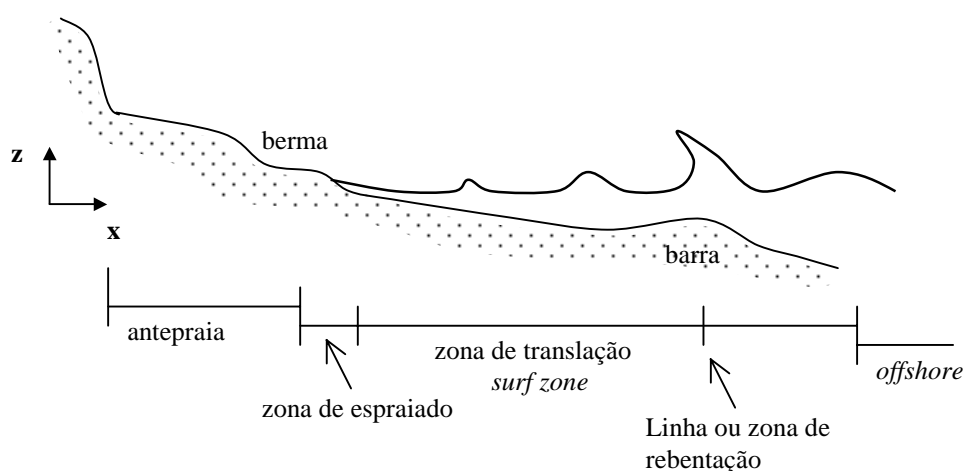


Figura 9.3 – Terminologia utilizada para descrever diferentes zonas de uma praia

Na região *offshore* o escoamento é fundamentalmente induzido pelas correntes associadas à propagação da onda de maré, às correntes induzidas pelo vento e às correntes associadas aos gradientes de densidade. As formas de fundo observadas consistem em estruturas caracterizadas por uma escala espacial compreendida entre centenas de metros e alguns quilómetros e amplitudes da ordem de metros (*sand waves*, *sand ridges*) que evoluem lentamente no tempo (da ordem de alguns metros / ano).

A região costeira de interesse, na qual ocorrem modificações substanciais da morfologia de fundo, estende-se desde o ponto em que o efeito da ondulação se faz sentir no fundo até à linha de costa. Esta região tem uma extensão de algumas centenas de metros. A componente do transporte de sedimentos transversal à costa e as eventuais variações do perfil de fundo estão intimamente relacionadas com as características da ondulação e com as correntes médias transversais por elas induzidas.

À medida que uma onda se propaga desde o largo até à costa a sua velocidade de fase diminui devido ao decréscimo da profundidade da coluna de água, o que conduz ao fenómeno de refacção. Pelo princípio de conservação do fluxo de energia das ondas, o comprimento de onda de uma onda diminui e a sua amplitude tende a aumentar (fenómeno de empolamento). Observa-se também que o perfil de uma onda que se propaga em águas pouco profundas torna-se assimétrico, apresentando a forma de uma onda de *Stokes* de segunda ordem ou de uma onda cnoidal (a amplitude da onda na crista é superior à amplitude na cava e o tempo de duração do meio ciclo da oscilação correspondente à crista é inferior ao tempo de duração correspondente à cava) e tende para uma configuração na forma de *dente de serra*. Quando a curvatura da superfície livre da água é significativa, observa-se a decomposição (dispersão) da onda inicial num trem de ondas solitárias como exemplificam as experiências de Seabra Santos et al. (1988) relativas à propagação de uma onda monocromática em profundidade constante. Deste modo, a variação temporal da elevação da superfície livre e da velocidade orbital junto ao fundo desvia-se significativamente de uma oscilação sinusoidal prevista pela teoria linear. A modificação do perfil da onda à medida que se propaga para a costa conduz, de um modo geral, a um transporte de sedimentos na direcção de propagação da onda, isto é, para a costa.

Associado ao processo de propagação da onda gera-se um sistema de correntes médias cuja intensidade é muito menor do que a amplitude da componente oscilatória da

velocidade do escoamento. Estas correntes estão associadas à deriva de *Stokes* e à variação espacial da espessura da camada limite de fundo (*streaming*) (Fredse e Deigaard, 1992).

A zona de translação ou de *surf* localizada após a zona de rebentação das ondas é caracterizada por uma forte dissipação de energia e produção de turbulência. A conversão da energia das ondas em turbulência, depende da forma como ocorre o processo de rebentação. No caso de rebentação progressiva (*spilling breakers*) a conversão de energia está praticamente confinada à superfície livre da água e estende-se a toda a largura da zona de *surf*. No caso de rebentação mergulhante (*plunging breakers*) o processo de conversão de energia envolve toda a coluna de água no ponto de rebentação mas a intensidade da turbulência diminui na direcção da costa. Existem dois mecanismos decorrentes do processo de rebentação que são especialmente importantes do ponto de vista do transporte sedimentar na direcção perpendicular à costa. Em primeiro lugar, a quantidade de sedimentos mobilizada do fundo e que se encontra em suspensão é substancialmente maior do que a que se observa quando não há rebentação. Deste modo, os efeitos não estacionários tem uma importância crescente no processo de transporte dos sedimentos. Por outro lado, estabelece-se uma corrente média abaixo do nível da cava da onda, denominada corrente de retorno ou *undertow*, que compensa o fluxo de massa de água transportada na direcção da costa pelos *surface rollers* e pela deriva de *Stokes*. A figura 9.4 ilustra esquematicamente o sistema de correntes na zona de *surf*.

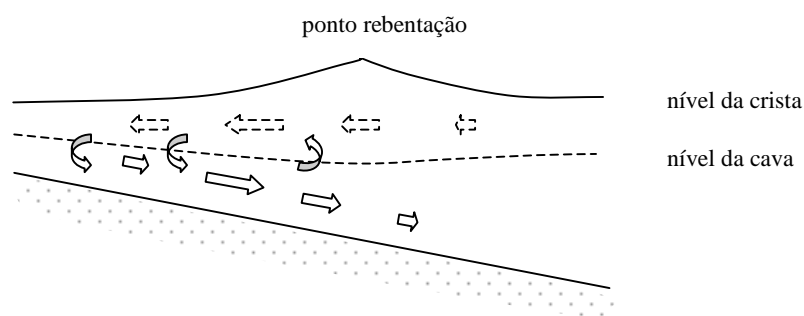


Figura 9.4 – Representação esquemática do campo de velocidade média na zona de *surf*

Dado que a distribuição vertical da concentração de sedimentos apresenta valores máximos junto ao fundo, observa-se na zona de *surf* um transporte de sedimentos na direcção do largo. A conjugação deste transporte com o transporte para a costa, observado antes da zona de rebentação, leva à formação de barras litorais que se estendem

paralelamente à linha de costa. Existem outros mecanismos que podem ter importância para a formação das barras litorais, como por exemplo, os grandes vórtices gerados pela rebentação mergulhante, ou as oscilações de longo período associadas aos grupos de ondas (Fredse e Deigaard, 1992).

Sob a acção da ondulação com características semelhantes e para um nível médio da superfície livre da água constante ao longo do tempo, o perfil de uma praia tende a ajustar-se a uma configuração de equilíbrio, tal que se verifica um balanço local entre as forças hidrodinâmicas aplicadas e as forças que resistem ao movimento dos sedimentos. Os valores médios da taxa de transporte transversal correspondentes a este perfil de equilíbrio são nulos e a quantidade de sedimento mobilizado pela acção das ondas tem um valor mínimo. Como exemplo, a figura 9.5 (a) ilustra as medições experimentais da evolução temporal do perfil de fundo de uma praia correspondente a uma simulação efectuada num canal de ondas por Vellinga em 1983. Observa-se que sob a acção da ondulação o perfil inicial da praia tende, através de um processo de erosão, para uma nova situação de equilíbrio. A análise da figura, mostra que o processo de reajustamento ocorre mais rapidamente nas zonas de menor profundidade e que a taxa de variação do perfil decresce à medida que é atingida a nova configuração de equilíbrio. O conceito de perfil de equilíbrio é importante pois que foi utilizado na formulação de modelos de previsão do perfil de uma praia, como será abordado na secção seguinte.

De um modo geral, a forma do perfil de equilíbrio varia em função das condições de ondulação e do tipo de sedimento presente na praia. No que respeita ao regime de ondulação, distinguem-se duas situações: o perfil de Inverno e o perfil de Verão. Durante o Inverno, a altura das ondas é significativa o que conduz a um transporte de sedimentos intenso para o largo na zona de *surf* e a uma erosão da praia, com eventual recuo da linha de costa (ver figura 9.5 (b)). O perfil da praia apresenta uma forma parabólica com concavidade positiva, isto é, a profundidade é proporcional a uma determinada potência da distancia à costa. Estas condições são favoráveis à formação de barras litorais que delimitam a zona de rebentação. Frequentemente observam-se duas barras correspondentes a condições de maré alta e maré baixa. Durante os regimes de tempestade, as barras migram para o largo em curtos intervalos de tempo. Raudkivi (1998) e CEM (1998) citam, como exemplo, os resultados experimentais de Birkemeier em 1984, na Carolina do Norte, onde se observou uma taxa de migração diária da barra de cerca de 4 metros.

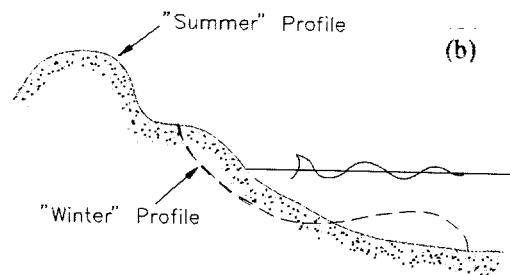
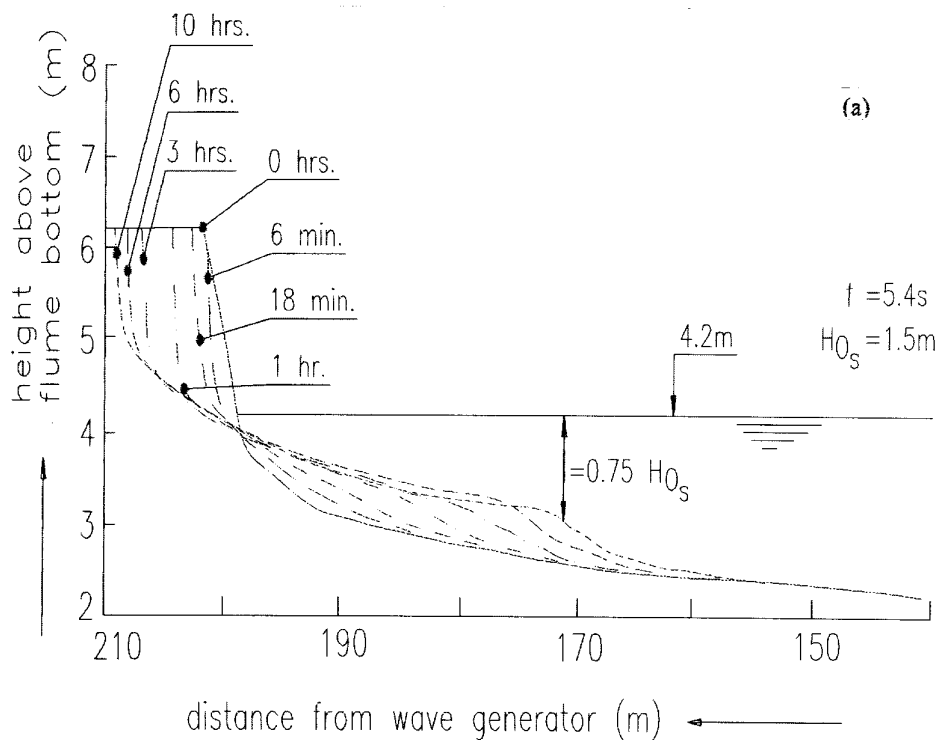


Figura 9.5 – (a) Evolução do perfil de uma praia para uma situação de equilíbrio; (b) perfis transversais típicos de Inverno e de Verão (reprodução de CEM, 1998)

Em regimes de ondulação fracos e moderados, correspondentes a uma situação de Verão, observa-se geralmente um transporte de sedimentos na direcção da costa associado sobretudo à assimetria do perfil das ondas. Estas condições são favoráveis à reconstrução da praia (ver figura 9.5 (b)): os sedimentos transportados acumulam-se na orla da água, e são “empurrados” acima do nível médio da água formando-se uma berma de Verão. Em condições de maré baixa a acção do vento transporta estes sedimentos alimentando a *antepraia*. De uma maneira geral, a praia apresenta um perfil mais plano e com menor profundidade do que o que se observa no perfil de Inverno.

A forma dos perfis de Verão e de Inverno descritos são típicos. Na realidade, devido a uma variação das condições oceânicas (da ondulação e do nível médio da superfície livre), o perfil de fundo de uma praia apresenta uma série de formas que reflectem o contínuo ajustamento do perfil às condições hidrodinâmicas.

A dimensão dos grãos de sedimento determina também a inclinação do fundo da praia. Para sedimentos mais finos o declive de fundo é menos pronunciado do que o que se observa em praias cujo material de fundo é mais grosseiro, o que tem consequências ao nível do tipo de rebentação (rebentação progressiva ou rebentação mergulhante). Observa-se geralmente uma variação da distribuição da granulometria na direcção transversal, com material de maior dimensão junto à linha de água e sedimento mais fino nas regiões mais ao largo. Este gradiente revela que existem processos selectivos no transporte de sedimentos.

9.3 Modelação do perfil transversal de uma praia

Nesta secção é feita uma breve revisão bibliográfica acerca dos diferentes modelos que podem ser utilizados no diagnóstico e previsão do perfil transversal de uma praia.

Modelos do perfil de equilíbrio

As semelhanças na forma dos perfis costeiros levaram ao conceito de que para determinadas condições forçadoras os perfis tendem para uma configuração de equilíbrio. Esta ideia levou à formulação dos primeiros modelos do perfil transversal de uma praia, denominados *equilibrium beach profile models* – EBP.

Dean em 1977 estabeleceu analiticamente que a variação da profundidade local em função da distância à costa, x , é dada pela seguinte expressão:

$$h = A_{eq} x^{2/3} \quad (9.2)$$

Esta relação foi estabelecida a partir da hipótese de que o perfil de uma praia tende a ajustar-se a uma configuração na qual a dissipação de energia das ondas por unidade de volume, D , apresenta uma distribuição uniforme, D^* . Em condições estacionárias, a equação de conservação da energia de uma onda escreve-se (Fredse e Deigaard, 1992):

$$\frac{1}{h} \frac{\partial E_f}{\partial x} = D \quad (9.3)$$

onde E_f representa o fluxo de energia:

$$E_f = \frac{1}{8} \rho g H^2 \sqrt{gh} \quad (9.4)$$

Para estabelecer a equação (9.4) considerou-se a teoria linear das ondas em águas pouco profundas. Mediante a substituição da equação (9.4) na equação (9.3), considerando que a altura da onda em rebentação é proporcional à profundidade local, $H_{reb} = \gamma h$, e que a distribuição espacial da dissipação de energia das ondas na zona de *surf* é uniforme, obtém-se, mediante integração, o perfil de equilíbrio estabelecido na equação (9.2). Nestas condições, o parâmetro A_{eq} é dado por:

$$A_{eq} = \left(\frac{24}{5} \frac{D^*}{\rho g^{3/2} \gamma^2} \right)^{2/3} \quad (9.5)$$

Mediante o ajuste da equação (9.2) ao perfil de diversas praias estabeleceu-se uma correlação empírica entre o parâmetro A_{eq} e o diâmetro do grão ou a velocidade de queda do sedimento.

A relação (9.2) foi também estabelecida por Larson et al. (1999) assumindo que na zona de *surf* existe um transporte de sedimentos efectivo mesmo em condições de equilíbrio. De acordo com estes autores, na zona de *surf* existe um transporte substancial de sedimentos para o largo associado às correntes de *undertow*. Para assegurar a condição de equilíbrio, este transporte tem de ser compensado mediante a deposição dos sedimentos que são transportados em suspensão para a costa pelo escoamento existente acima do *undertow*, como se ilustra na figura 9.4.

O balanço do fluxo de sedimentos num elemento infinitesimal dx conduz a uma equação diferencial cuja solução é a equação (9.2). Assumiu-se, por hipótese, que o transporte transversal é determinado unicamente pelas correntes de *undertow* (desprezaram-se os efeitos do declive de fundo e da assimetria do escoamento) e que a concentração de sedimentos na camada limite de fundo é proporcional à profundidade

local e aumenta com a distância à costa. De acordo com este modelo o parâmetro A_{eq} é dado por:

$$A_{eq} = \left(\frac{3}{5} \frac{\mu w_c}{\lambda_u g^{1/2} \gamma} \right)^{2/3} \quad (9.6)$$

onde, μ e λ_u são constantes empíricas.

Existem várias limitações inerentes aos modelos baseados no conceito do perfil de equilíbrio:

- a forma do perfil dada pela equação (9.2) é uma função monótona, não podendo descrever a ocorrência de barras litorais. De acordo com as hipóteses formuladas, estes modelos descrevem a evolução do perfil de fundo na zona de *surf* (o modelo de Larson et al. (1999) pode ser também aplicado na zona antes da rebentação, mas não descreve o perfil de fundo na barra litoral);
- subentende-se que as condições de forçamento são tais que se possa atingir uma situação de equilíbrio;
- este tipo de modelos, ao prever o perfil da configuração final atingida, fornecem o valor do transporte total de sedimentos que ocorreu, mas não a taxa de transporte instantânea.

Os modelos do perfil de equilíbrio foram generalizados de modo a descrever a natureza transiente do ajustamento para a configuração de equilíbrio (Kriebel e Dean, 1985 – EDUNE; Larson e Kraus, 1989 - SBEACH). Estes modelos assumem que o perfil da praia evolui para uma forma de equilíbrio, em resposta às condições oceânicas, e que a taxa de transporte sedimentar na direcção transversal é proporcional ao “desiquilíbrio” existente entre o perfil num dado instante e o perfil de equilíbrio. Nestas condições, $\langle q_s \rangle_{cr}$ é calculado em termos do excesso de dissipação da energia por unidade de volume:

$$\langle q_s \rangle_{cr} = k'(D - D^*) \quad (9.7)$$

A variação da topografia de fundo é calculada mediante a resolução da equação da continuidade do volume dos sedimentos, que será apresentada na secção 9.4.3.

Modelos morfodinâmicos

Nos modelos morfodinâmicos, os diferentes processos que contribuem para a evolução do perfil de uma praia são considerados explicitamente. Basicamente estes modelos são constituídos por três módulos:

- o módulo de hidrodinâmica que determina a evolução da superfície livre da água e o campo de velocidades associado à propagação de uma onda;
- o módulo de transporte de sedimentos, no qual a distribuição espacial de $\langle q_s \rangle_{cr}$ é calculada em função do perfil da praia, das características do escoamento junto ao fundo e das propriedades do sedimento;
- o módulo de morfologia que actualiza a topografia de fundo.

A figura 9.6 ilustra esquematicamente a estrutura típica de um modelo de morfodinâmica. Δt_h e Δt_{mf} representam, respectivamente, o passo temporal com que é resolvido o módulo de hidrodinâmica e a periodicidade com que a topografia de fundo é actualizada ($\Delta t_h < \Delta t_{mf}$). De uma maneira geral, assume-se que durante a duração do passo temporal morfológico, Δt_{mf} , as características da ondulação são estacionárias e que as eventuais variações da topografia de fundo, por serem pequenas, não afectam a hidrodinâmica. Roelvink e Broker (1993) apresentam uma revisão de diferentes modelos morfodinâmicos que se encontram na literatura. Na secção seguinte apresenta-se em detalhe os diferentes módulos que compõem o modelo de morfodinâmica utilizado.

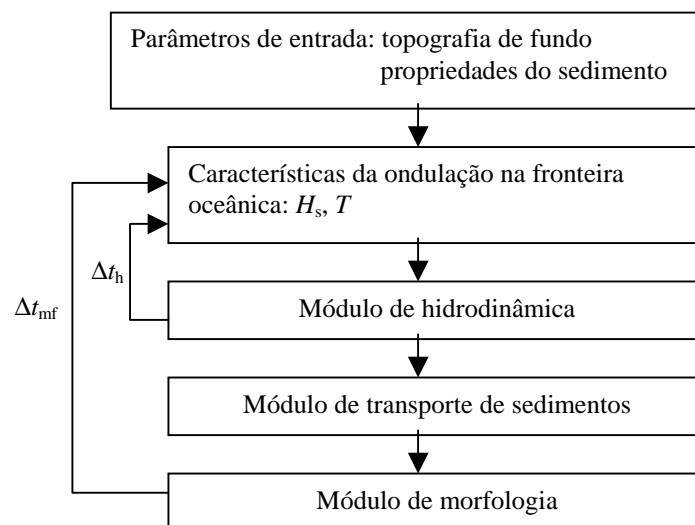


Figura 9.6 – Estrutura básica de um modelo de morfodinâmica

9.4 Modelo UNIPRAIA

Nesta secção apresenta-se o modelo morfodinâmico UNIPRAIA que permite simular a evolução espaço temporal do perfil de fundo de uma praia sob a acção das condições oceânicas associadas à ondulação.

O modelo hidrodinâmico considerado neste estudo consiste na versão unidimensional (1DH) do modelo desenvolvido por Antunes do Carmo (1995) e tem como base as equações não lineares e dispersivas de *Boussinesq*. O modelo reproduz os efeitos de empolamento e de rebentação associados à propagação de uma onda de gravidade de curto período em condições de água pouco profunda sobre uma topografia de fundo variável.

De modo a estudar a evolução do fundo móvel em função das características da ondulação incidente na costa, foi implementado no modelo um módulo de transporte sedimentar e um módulo de morfologia que resolve a equação da continuidade para o volume de sedimentos. Para descrever as correntes de retorno (*undertow*) na zona de *surf*, considerou-se a formulação de Sato et al. (1988).

9.4.1 Módulo hidrodinâmico

Considere-se uma onda de superfície que se propaga na zona costeira do oceano com um ângulo de incidência que é normal à linha de costa (ver figura 9.7).

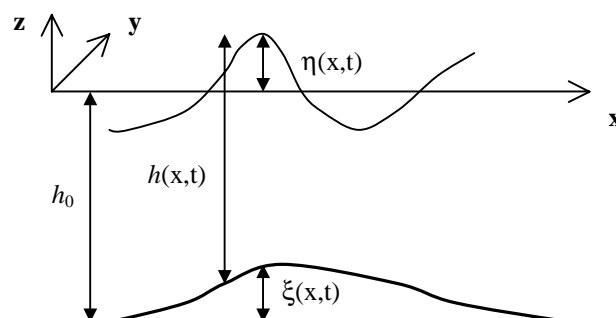


Figura 9.7 - Definição das variáveis.

À medida que a onda se aproxima da costa, as características da onda são modificadas como resultado da diminuição da profundidade do meio onde ela se propaga. De uma maneira geral, poder-se-á dizer que a onda evolui de tal modo que se verificam as seguintes condições:

- a profundidade local, h , é muito menor do que o comprimento de onda, λ (condição da aproximação de águas pouco profundas);
- a amplitude da onda torna-se significativa relativamente à profundidade local.

Desta constatação, resulta a definição de dois parâmetros adimensionais independentes: o parâmetro de dispersão ou de comprimento de onda relativo, $\sigma = h_0/L$, e o parâmetro da amplitude relativa, $\varepsilon = A/h_0$. Considera-se que a onda tem uma amplitude e um comprimento de onda com valores característicos, A e L , respectivamente, e que a profundidade característica é h_0 . A razão entre estes dois parâmetros determina o número de *Ursell*, $U_r = \varepsilon / \sigma^2 = A L^2 / h_0^3$, que relaciona a importância dos termos não lineares face aos termos dispersivos na equação do movimento. O número de *Ursell* constitui um critério geralmente aceite para estabelecer os limites de validade de aplicação das diferentes teorias formuladas para a descrição da propagação de uma onda em condições de água pouco profunda (Seabra Santos et al., 1988): a aproximação não linear não dispersiva, $U_r \gg 1$, em que os termos não lineares são mais importantes do que os termos não dispersivos (equações de *Saint-Venant*, geralmente denominadas na literatura por *shallow water equations*); a aproximação não linear dispersiva, $U_r = O(1)$, (equações de *Boussinesq* e as equações de *Serre*) e a aproximação linear dispersiva, $U_r \ll 1$, (equações de *Jeffrey* e *Jeffrey*). De entre estas teorias, a aproximação não linear dispersiva é a mais geral pois engloba como casos particulares as outras aproximações.

Seabra Santos et al. (1988) introduziram um critério suplementar para estabelecer o domínio de validade das diferentes aproximações. Para estes autores, uma onda de pequena ou grande amplitude relativa que se propaga em condições de água pouco profunda evolui ao longo do tempo para um perfil correspondente a um número de *Ursell* da ordem da unidade, independentemente do valor do número de *Ursell* inicial. Quer isto dizer, que para uma *grande escala de tempo*, a onda é uma onda cnoidal ou solitária que constitui uma solução estável das equações na aproximação não linear dispersiva. Mostra-

se teoricamente e experimentalmente que o domínio de validade da aproximação não linear não dispersiva (equações de Saint-Venant) é dado pela seguinte condição:

$$\left(\frac{x}{L}\right) \leq 0.1 \frac{h_0}{A} \quad (9.8)$$

onde x/L representa o número de comprimentos de onda percorridos pela onda. (considerou-se que as equações de Saint-Venant são válidas para $U_r > 10$). Para lá do limite estabelecido na equação (9.8) são as equações de *Boussinesq* e de *Serre* que permitem fazer uma descrição correcta da evolução do perfil da onda.

Considere-se que os seguintes valores $h_0 = 5\text{m}$, $T = 10\text{s}$ e $A = 1.0\text{ m}$ ($L \approx 70\text{ m}$), são característicos das condições encontradas junto à costa. Nestas condições obtém-se que o valor de U_r é cerca de 39 e $x/L \approx 0.5$. Para valores de x superiores a este valor limite, a descrição da evolução da onda deve ser efectuada com base na teoria não linear dispersiva.

As equações de Boussinesq escrevem-se, para o caso de uma dimensão no plano horizontal e na presença de um fundo irregular como:

$$\frac{\partial \eta}{\partial t} + \frac{\partial(hU)}{\partial x} = 0 \quad (9.9)$$

$$\frac{\partial U}{\partial t} + U \frac{\partial U}{\partial x} + g \frac{\partial \eta}{\partial x} - \frac{h^2}{3} \frac{\partial^3 U}{\partial x^2 \partial t} - h \frac{\partial h}{\partial x} \frac{\partial^2 U}{\partial x \partial t} - \frac{h}{2} \frac{\partial^2 h}{\partial x^2} \frac{\partial U}{\partial t} + \frac{\tau_b}{h} - \frac{\tau_s}{h} = 0 \quad (9.10)$$

onde U representa a componente horizontal da velocidade média integrada na vertical. As equações anteriores foram obtidas mediante a integração na vertical das equações que exprimem os princípios gerais da conservação da massa e do momento linear e considerando as seguintes aproximações: $O(\epsilon) = O(\sigma^2)$ e $\epsilon \ll 1$ (ondas de amplitude relativa reduzida). De acordo com este modelo, a curvatura das linhas de corrente do escoamento no plano vertical é descrita através da velocidade vertical cuja intensidade aumenta desde um valor nulo junto ao fundo até um valor máximo à superfície livre da água. A distribuição da pressão não é hidrostática, isto é, as acelerações verticais na equação do movimento vertical não são desprezáveis face à aceleração gravitacional, o que leva ao aparecimento do quarto, quinto e sexto termos na equação (9.10), que

correspondem às derivadas parciais de ordem superior em U e h . Estes termos descrevem a dispersão de energia da onda para os vários números de onda durante o processo de propagação. A dedução detalhada das equações (9.9) e (9.10) pode ser encontrada em Seabra Santos (1985) e Antunes do Carmo (1995).

As equações de *Boussinesq* são válidas para descrever a hidrodinâmica do escoamento associado à propagação de uma onda de superfície livre com amplitude finita, desde que o parâmetro da amplitude relativa seja pequeno e que não ocorra rebentação. No caso em que ϵ tem um valor significativo ($\epsilon > 0.4 - 0.5$) as equações de *Serre*, que incluem termos adicionais relativamente à equação (9.10), devem ser consideradas. Com base em resultados experimentais relativos à propagação de ondas solitárias num canal de ondas com inclinações do fundo de 3.8° , 5° e 7.5° , Guibourg e Barthelemy (1994) mostraram que as soluções das equações de *Boussinesq* e de *Serre* têm um comportamento semelhante para as diferentes inclinações do fundo consideradas e para valores de $\epsilon = 0.09$ e 0.47 . Exceptuam-se as condições imediatamente antes da zona de rebentação onde o valor de ϵ é mais elevado. Neste caso, verifica-se que as equações de *Serre* descrevem melhor os resultados experimentais.

De modo a aplicar o sistema de equações (9.9) e (9.10) a condições realistas é necessário fazer intervir os efeitos dissipativos relativos ao atrito de fundo e ao processo de rebentação da onda. Na presente formulação, que assenta na integração vertical das equações do movimento, não é possível descrever detalhadamente estes dois processos que têm uma estrutura tridimensional, pelo que a sua descrição é feita em termos de parametrizações que determinam a sua influência no campo médio do escoamento. Desta forma, o atrito de fundo é descrito na equação (9.10) através do termo da tensão tangencial, τ_b / h , sendo τ_b calculado a partir das equações (2.31)-(2.33). Para simular o processo de rebentação da onda Antunes do Carmo (1995) considerou o modelo de Watanabe e Dibajnia (1988). De acordo com este modelo, os efeitos dissipativos associados à rebentação da onda podem ser traduzidos na equação (9.10) através do termo da tensão de tangencial na superfície livre, τ_s :

$$\frac{\tau_s}{h} = -v_T \frac{\partial^2 U}{\partial x^2} \quad (9.11)$$

com

$$v_T = \alpha_b \left(\frac{\partial \xi}{\partial x} \right)_b \sqrt{gh^3 \frac{|U| - V_b}{V_b - V_L}} \quad (9.12)$$

$$V_b = 0.4 \sqrt{\frac{g}{h_0}} \eta_b \quad (9.13)$$

$$V_L = 0.4 \left[\gamma_1 + \gamma_2 \frac{\partial \xi}{\partial x} \right] \sqrt{gh_0} \quad (9.14)$$

sendo $\alpha_b < 7.5$, $\gamma_1 \approx 0.25$, $\gamma_2 > 1$, os valores aproximados dos coeficientes empíricos. O subscrito “b” denota condições de rebentação. O início do processo de rebentação ocorre apenas quando se verificam as seguintes condições, $|U| > V_b > V_L$.

A solução do sistema de equações do modelo, (9.9) e (9.10), é obtida utilizando um método de elementos finitos para a discretização espacial a partir de uma técnica de resíduos pesados (Antunes do Carmo, 1995). Para assegurar a estabilidade do esquema numérico o número de *Courant* deve ser inferior a 1 (condição de estabilidade de *Courant-Friedrichs-Lewy*).

Os valores da elevação da superfície livre, η , e da velocidade média na vertical, U , são calculados no interior do domínio computacional dadas as condições especificadas na fronteira aberta oceânica e na fronteira da linha de costa. Na fronteira oceânica são especificados os valores de η associados a uma onda regular ou irregular. De modo a que quaisquer perturbações que se gerem no interior do domínio possam propagar-se através desta fronteira oceânica sem que ocorram reflexões foi implementada uma condição de fronteira radiativa com base na teoria linear. A velocidade do escoamento naquele ponto de fronteira resulta da sobreposição de uma onda, η_i , que entra no domínio e de outra que sai, η :

$$U = \frac{c}{h} \eta_i + \frac{c}{h} (\eta_i - \eta) \quad (9.15)$$

sendo c a velocidade de propagação da onda em águas pouco profundas, $c \approx (gh_0)^{1/2}$. Na fronteira da linha de costa, a onda incidente pode ser parcial ou completamente reflectida. No primeiro caso, a condição a impor é semelhante à expressa na equação (9.15) para a onda transmitida e fazendo intervir um coeficiente de reflexão cujo valor varia entre 0 e 1.

O segundo caso é simulado através de uma condição de impermeabilidade, o que equivale a impor a velocidade normal à parede nula.

Determinação das correntes de retorno

A velocidade do escoamento associado à corrente de retorno (*undertow*), U_b , foi calculada com base no modelo proposto por Sato et al. (1988):

$$U_b = -A_{und} \frac{H_{wb}^2}{hT} \quad (9.16)$$

onde H_{wb} representa a altura da onda em rebentação. O parâmetro A_{und} representa um coeficiente adimensional com ordem de grandeza unitária. De acordo com este modelo, o escoamento para o largo associado ao *undertow* compensa o fluxo de massa associado à propagação de uma frente de onda (*bore*) que se desloca para a costa como resultado da rebentação da onda.

Sato et al. (1998) efectuaram medições da velocidade junto ao fundo num canal de ondas com declive 1/20 e profundidade máxima de 40 cm. Os resultados experimentais da distribuição espacial da amplitude da velocidade orbital e da corrente média (\bar{U}) estão ilustrados na figura 9.9 para o caso de ondas irregulares e regulares. Compara-se em cada caso os valores experimentais de \bar{U} com os valores calculados a partir da equação (9.16) quantificando também a contribuição da deriva de *Stokes*.

Na zona de *surf* observa-se que os valores experimentais da corrente de retorno no caso de ondas irregulares é menor do que a observada para o caso de ondas regulares. Observa-se também que os valores máximos da corrente de retorno para o caso das ondas regulares ocorre logo após o ponto de rebentação, situado a 227 cm da linha de costa, enquanto que no caso das ondas irregulares, esses valores ocorrem em pontos mais junto da linha de costa. Estes dois factos decorrem da constatação de que a distribuição espacial das ondas em rebentação é diferente para as ondas regulares e irregulares. No caso de ondas regulares, o ponto de rebentação das ondas é bem definido e localiza-se sempre à mesma distância da linha de costa. Pelo contrário, para as ondas irregulares, não é possível definir um ponto de rebentação, mas uma zona de rebentação, na qual ondas com diferentes períodos e alturas rebentam em pontos distintos. Como se ilustra na figura 9.8, a

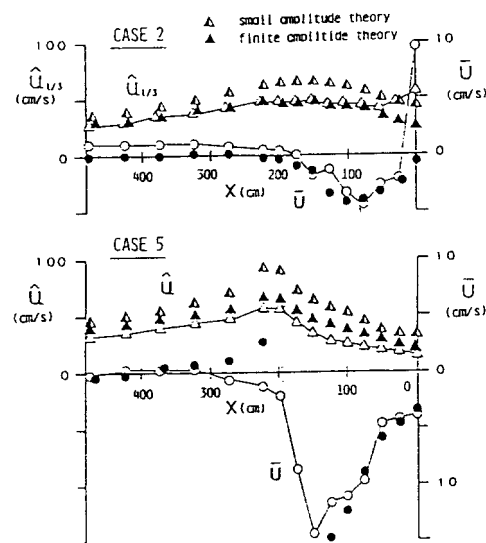


Figura 9.8 – Distribuição espacial da amplitude da velocidade orbital (\hat{u}) e da corrente média (\bar{U}). $X=0$ corresponde à linha de costa. Os resultados experimentais são representados pelos símbolos O (reprodução de Sato et al., 1988) (caso 2, ondas irregulares: $H_s = 6.5$ cm, $T_s = 1.21$ s; caso 5, ondas regulares: $H = 8.0$ cm, $T = 1.18$ s).

equação (9.16) consegue descrever de uma maneira correcta a distribuição da intensidade da corrente de retorno em ambos os casos.

De acordo com a equação (9.16), os valores de U_b são calculados em função dos valores locais do quadrado da altura da onda em rebentação e da profundidade local. Na realidade, as condições do escoamento após o ponto de rebentação não têm uma distribuição uniforme, existindo uma zona de transição entre o ponto em que a onda começa a rebentar e o ponto onde a turbulência e o perfil de velocidade médio estão completamente desenvolvidos (Fredsoe e Deigaard, 1992; Roelvink e Broker, 1993). Este processo tem como consequência que os valores máximos do transporte para o largo associados às correntes de retorno sejam desviados para locais mais perto da costa, evitando uma descontinuidade do transporte no ponto de rebentação. A existência desta zona de transição pode ser descrita no modelo mediante o alisamento do campo de transporte sedimentar calculado em cada passo temporal, antes de ser resolvida a equação de conservação do volume de sedimentos que actualiza a topografia de fundo (Fredsoe e Deigaard, 1992). Dibajnia et al. (1994) consideraram para o efeito uma modificação da distribuição espacial das correntes de retorno, mediante a aplicação de uma função de

resposta do tipo hiperbólico. Os valores desta função variam entre 0 no ponto de rebentação até a um valor unitário no local que dista de cerca de 10 x a profundidade do escoamento no ponto de rebentação. Como será ilustrado posteriormente, a existência da zona de transição tem uma importância significativa na geração e localização das barras litorais.

No modelo os valores da corrente de retorno são calculados a partir da equação (9.16) nos pontos do domínio computacional em que se verifica rebentação das ondas. Os valores de H_{wb} que determinam U_b correspondem a valores médios num período de tempo preestabelecido, no qual se assume que as correntes de retorno têm um valor constante. Considerou-se um tempo de integração correspondente a um grupo de ondas.

9.4.2 Módulo do transporte sedimentar

Para calcular a distribuição espaço temporal do transporte de sedimentos foram consideradas duas formulações: a de Bailard, apresentada no capítulo 3 e a formulação desenvolvida no capítulo 6 e 7, que tem como base o trabalho de Dibajnia e Watanabe. A segunda formulação foi implementada no modelo de acordo com o esquema referido na secção 7.1.2.1 para as ondas irregulares. Os valores da taxa de transporte $\langle q_s \rangle$ são calculados em cada ponto do domínio computacional e em cada instante $t_i = t_i + \Delta t_h$.

9.4.3 Módulo de morfologia

A topografia de fundo é actualizada em cada passo temporal Δt_{mf} mediante a resolução da equação de conservação do volume dos sedimentos:

$$\frac{\partial \xi}{\partial t} = -\frac{1}{(1-n)} \frac{\partial \langle q_s \rangle}{\partial x} \quad (9.17)$$

onde ξ representa a cota do fundo e n é a porosidade do sedimento. Como se disse anteriormente, o passo temporal Δt_{mf} é muito superior ao passo de tempo com que é resolvido o sistema de equações de *Boussinesq*.

No presente trabalho, a equação (9.17) foi aproximada pela seguinte equação de diferenças finitas, de acordo com o esquema de *Lax*:

$$\xi_j^{t+1} = \xi_j^{*t} - \frac{0.5}{(n-1)} \frac{\Delta t_{mf}}{\Delta x} (q_{j+1}^t - q_{j-1}^t) \quad (9.18)$$

com

$$\xi_j^* = \alpha_d \xi_{j+1} + (1 - 2\alpha_d) \xi_j + \alpha_d \xi_{j-1} \quad (0 < \alpha_d \leq 1/2) \quad (9.19)$$

De acordo com De Vriend et al. (1993) a equação (9.17) deveria quantificar também a contribuição da inclinação do fundo para o transporte (componente gravitacional). Apesar da contribuição desta componente para o transporte total ser pequena, ela garante a estabilidade do sistema, isto é, impede que as perturbações de pequeno comprimento de onda que se formam no fundo cresçam exponencialmente. Nessas condições, o valor do transporte que intervém na equação (9.17) seria dado por:

$$\langle q_s \rangle = \langle q_s \rangle' - \epsilon_s \left\langle q_s \right\rangle' \frac{\partial \xi}{\partial x} \quad (9.20)$$

onde $\langle q_s \rangle'$ representa o transporte calculado assumindo que o fundo é horizontal e ϵ_s é um coeficiente empírico ($\epsilon_s \approx 2$). Substituindo a equação (9.20) em (9.17) mostra-se que a equação de balanço (9.17) assume a forma de uma equação advecto-difusiva.

Muitos dos esquemas de diferenças finitas que são geralmente utilizados para resolver numericamente a equação (9.17) são dissipativos, isto é, introduzem um coeficiente de difusão numérica que se sobrepõe à difusão física. Por exemplo, para o esquema de *Lax*, o coeficiente de difusão numérica é igual a $\alpha_d \Delta x^2 / \Delta t_{mf} - 1/2 C_x \Delta t_{mf}$ (Silva, 1990), onde C_x representa a velocidade de propagação das formas de fundo:

$$C_x = \frac{1}{(1-n)} \frac{\partial \langle q_s \rangle}{\partial \xi}. \text{ Verifica-se, no entanto, que a resolução numérica da equação (9.17)}$$

sem o termo relativo à componente gravitacional pelo esquema dissipativo de *Lax*, conduz a resultados semelhantes, a nível da evolução do fundo móvel, aos que se obtém quando a componente gravitacional é considerada e a equação (9.17) aproximada pelo esquema FTCS (*forward in time and centred in space*). Por esta razão, muitos dos modelos de evolução do perfil de praia resolvem a equação (9.17) recorrendo a um esquema

dissipativo, que simula indirectamente o efeito de atenuação das perturbações de pequeno comprimento de onda.

9.5 Aplicações

9.5.1 Testes de sensibilidade e validação do modelo de hidrodinâmica

O modelo de hidrodinâmica apresentado anteriormente foi largamente testado mediante a comparação das soluções numéricas com soluções analíticas relativas à propagação de uma onda solitária e com resultados experimentais obtidos em canais de ondas (Antunes do Carmo, 1995).

Nesta secção pretende-se ilustrar a sensibilidade dos resultados do modelo a diferentes parâmetros que intervêm na resolução numérica das equações diferenciais. Para tal considerou-se um canal aberto em ambas as extremidades com 500m de comprimento, profundidade constante, $h_0 = 9\text{m}$, no qual se propaga uma onda solitária com a forma:

$$h(x,t) = h_0 + A \operatorname{sech}^2 \left(\sqrt{\frac{3A}{4h_0}} (x - \sqrt{g(h_0 + A)} t) \right) \quad (9.21)$$

onde A representa a amplitude da onda. É de referir que a onda solitária é uma solução aproximada das equações de *Boussinesq*.

As figuras 9.9 e 9.10 representam a solução numérica (linha a tracejado ou linha a contínuo mais fina) e a solução analítica (linha a contínuo mais grossa) dada pela equação (9.21), sob a forma da distribuição espacial da elevação da superfície livre nos instantes $t = 50, 70, 90$ e 100 s. Na figura 9.9 o valor de $A = 1$ m ($A / h_0 = 0.11$), $\Delta x = 0.96$ m ($\Delta x / h_0 = 0.11$) e o incremento temporal tem os seguintes valores: $\Delta t_h = 0.01$ e 0.08 , a que correspondem, respectivamente, os seguintes valores do número de *Courant*, $C_r = 0.1$ e 0.9 . A comparação da solução numérica com a solução analítica mostra que o modelo reproduz correctamente a propagação da onda solitária no domínio computacional para os valores do número de *Courant* considerados. Para valores do número de *Courant* superiores a 4 verificou-se que a solução é instável. Os testes realizados em condições mais desfavoráveis, no que diz respeito ao valor dos cocientes A / h_0 e de $\Delta x / h_0$, revelaram que o valor limite de C_r para o qual a solução numérica é estável é de 1.

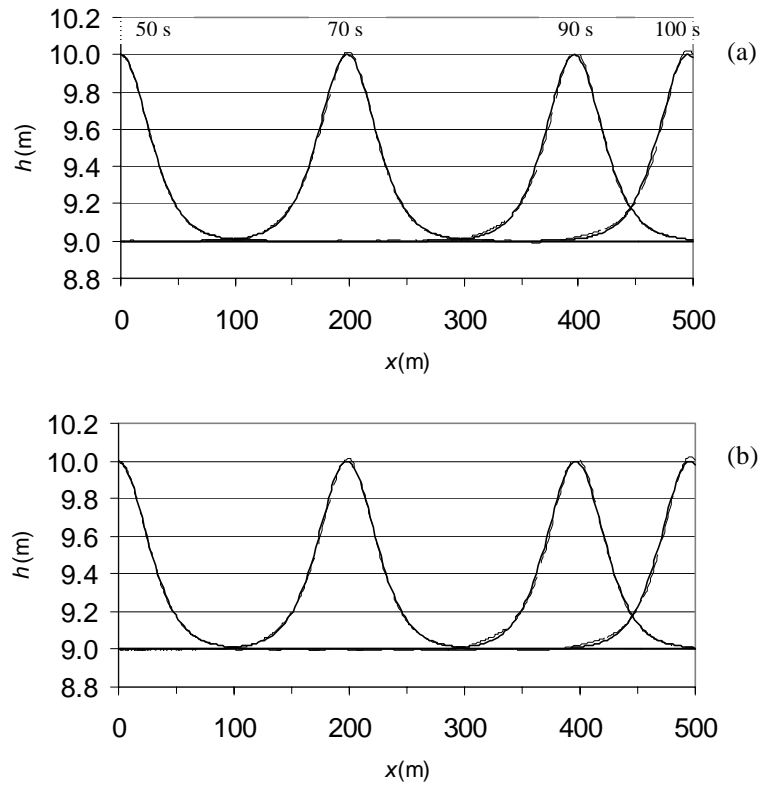


Figura 9.9 – Propagação de uma onda solitária num domínio com profundidade constante ($A / h_0 = 0.11$; $\Delta x / h_0 = 0.11$) considerando diferentes valores do número de *Courant*: $C_r =$ (a) 0.1; (b) 0.9. A elevação da superfície livre é representada nos instantes $t=50, 70, 90$ e 100 s (a linha a contínuo mais fina representa a solução numérica; a linha a contínuo mais grossa representa os dados analíticos).

A figura 9.10 ilustra a resposta do modelo ao valor do cociente $\Delta x / h_0$. A amplitude da onda é igual a 1m, ($A / h_0 = 0.11$) e consideram-se os seguintes valores para $\Delta x = 4.5, 9$ e 18 m a que correspondem, respectivamente, os seguintes valores de $\Delta x / h_0 = 0.5, 1$ e 2 . O incremento temporal foi escolhido de modo a manter o número de *Courant* constante e igual a 0.5. Para valores do cociente $\Delta x / h_0$ superiores a 1, observa-se uma atenuação do sinal e um atraso na velocidade de propagação. Este facto revela que os erros numéricos associados à difusão e dispersão numérica tornam-se importantes a partir desse valor limite.

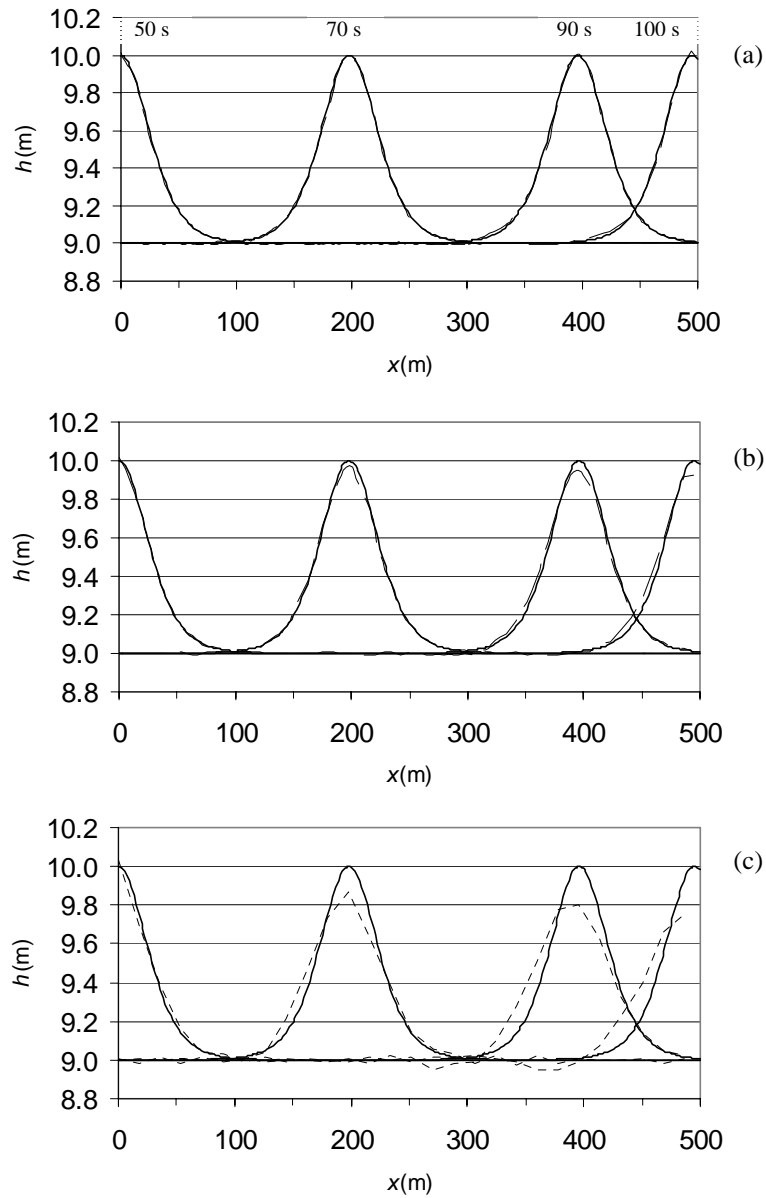


Figura 9.10 – Propagação de uma onda solitária num domínio com profundidade constante ($A / h_0 = 0.11$; $C_r = 0.5$) considerando diferentes valores de $\Delta x / h_0 =$ (a) 0.5; (b) 1; (c) 2. A elevação da superfície livre é representada nos instantes $t=50, 70, 90$ e 100 s (a linha a tracejado ou a linha a contínuo mais fina representa a solução numérica; a linha a contínuo mais grossa representa os dados analíticos).

É de referir que nas figuras 9.9 e 9.10, a solução obtida para $t = 100$ s põe em evidência o correcto funcionamento da condição radiativa implementada nas fronteiras abertas do domínio computacional.

A figura 9.11 representa a distribuição espacial da elevação da superfície livre após 80 s. Para valores constantes do cociente $\Delta x / h_0 = 0.5$ e do número de Courant, $C_r = 0.43$, fez-se variar a amplitude relativa da onda: $A / h_0 = 0.33, 0.55$ e 0.78 . A comparação entre as soluções numéricas obtidas e as soluções analíticas mostra que para os valores mais elevados da amplitude relativa da onda o modelo não consegue descrever correctamente a propagação da onda solitária. Como se disse anteriormente, as equações de Boussinesq foram deduzidas sob a hipótese das ondas terem uma amplitude relativa pequena.

A figura 9.12 representa outro caso teste efectuado com o modelo, relativo à passagem de uma onda solitária sobre um fundo com um desnível com uma inclinação de 5%. A solução numérica ilustra as distribuições espaciais da superfície livre da água nos instantes $t = 50, 60, 70, 80, 90, 100$ e 110 s. Em ambas as simulações o número de *Courant* é constante e igual a 0.8: contudo na figura (a) $\Delta x / h_0 = 1.25$ e em (b) $\Delta x / h_0 = 0.25$ (estes valores referem-se à parte menos profunda do canal). Os resultados numéricos mostram a decomposição e a formação de uma outra onda solitária após a passagem da onda inicial sobre o desnível existente no fundo. Os resultados da figura (b) estão em concordância com os resultados numéricos apresentados por Schaper e Zilke (1984).

As conclusões a retirar do estudo de sensibilidade do modelo hidrodinâmico são:

- para garantir a condição de estabilidade do método, o valor do número de *Courant* não deve ser superior à unidade;
- a razão entre o espaçamento da malha e a profundidade local não deve exceder o valor de 1 sendo aconselhável utilizar valores inferiores ou iguais a 0.5;
- para valores da amplitude relativa iguais ou superiores a 0.55 o modelo não reproduz correctamente a amplitude e a velocidade de propagação da onda.

De modo a analisar a eficácia do modelo de rebentação proposto, Antunes do Carmo (1995) comparou os resultados numéricos com resultados experimentais obtidos num canal de ondas relativos à propagação de uma onda sobre um fundo com uma inclinação de 4.7% e 10%. A figura 9.13 ilustra as séries temporais da superfície livre da água obtidas em diversos pontos do canal para o caso em que o sinal na entrada do domínio é representado por uma onda monocromática com amplitude de 2.1 cm, período de 1.85 s e a profundidade da água varia entre 25.3 e 5.3 cm num comprimento de 2m. Observa-se que o modelo consegue reproduzir correctamente a diminuição da amplitude

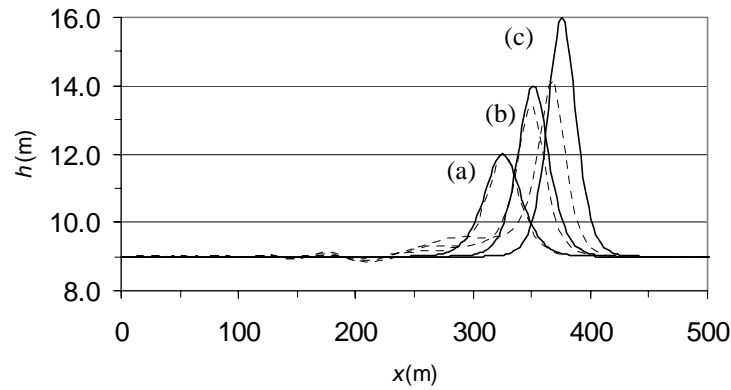


Figura 9.11 – Propagação de uma onda solitária num domínio com profundidade constante ($\Delta x / h_0 = 0.5$; $C_r = 0.43$) considerando diferentes valores de $A / h_0 =$ (a) 0.33; (b) 0.55; (c) 0.78. A elevação da superfície livre é representada no instante $t = 80$ s (a tracejado a solução numérica; a linha a contínuo representa os dados analíticos).

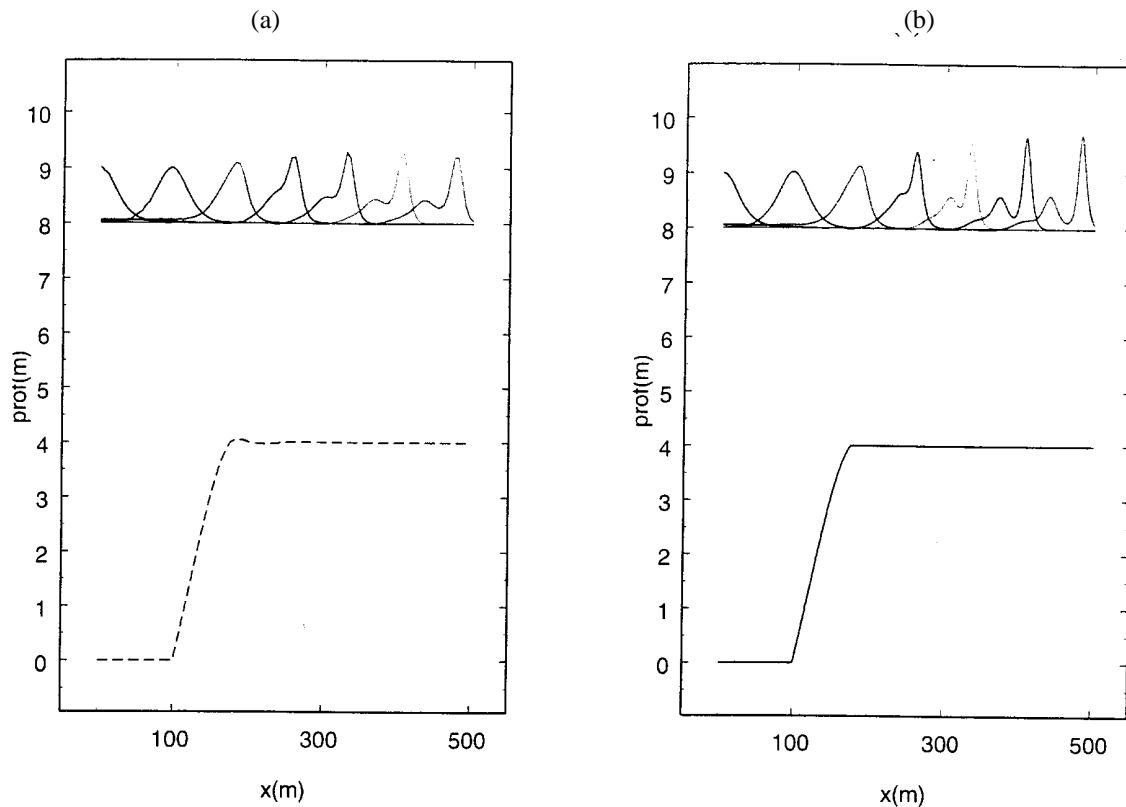


Figura 9.12 – Distribuição espacial da elevação da superfície livre calculada nos instantes 50, 60, 70, 80, 90, 100 e 110 s relativa à passagem de uma onda solitária sobre um fundo com um desnível com inclinação de 5%: (a) $\Delta x / h_0 = 1.25$; (b) $\Delta x / h_0 = 0.25$.

da oscilação a partir do ponto em que se observa a rebentação da onda. No caso de uma inclinação de fundo menor (4.7%) foram igualmente obtidos resultados satisfatórios.

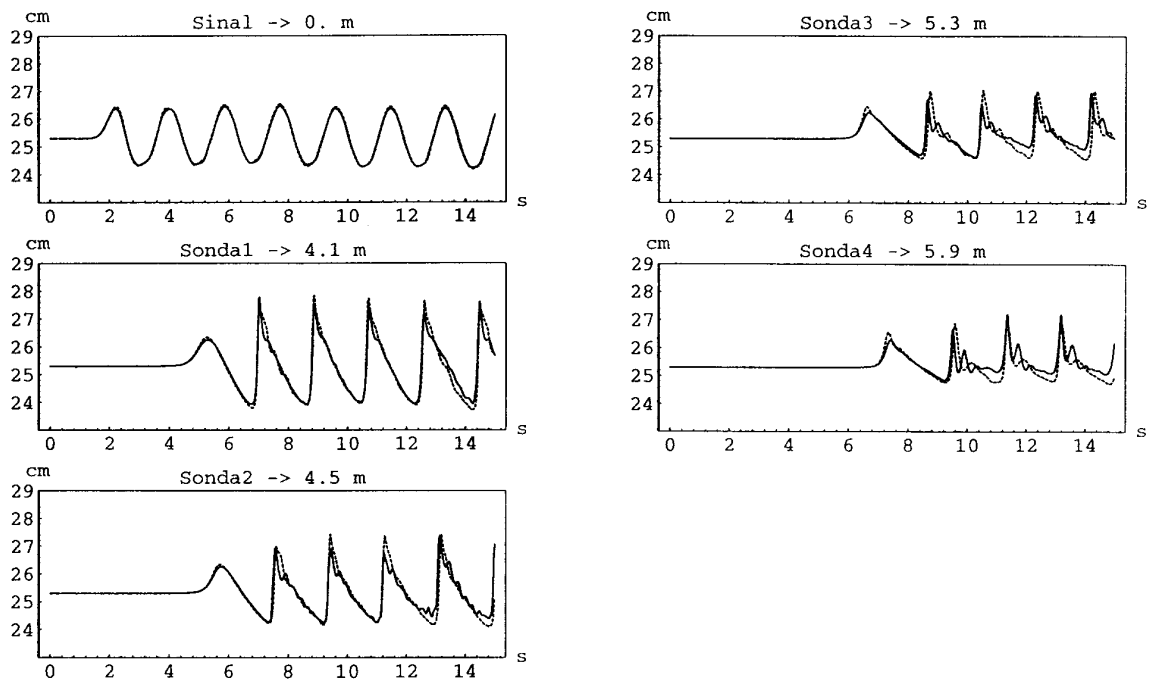


Figura 9.13 – Comparação da solução numérica (linha a tracejado) com os resultados experimentais relativos à rebentação de uma onda monocromática sobre um fundo com inclinação de 10% (reprodução de Antunes do Carmo, 1995).

9.5.2 Validação do modelo UNIPRAIA

9.5.2.1 Testes de Shimizu (ondas regulares)

Para validar o modelo de morfologia apresentado, as soluções numéricas foram comparadas com os resultados experimentais de Shimizu et al. de 1985, relativos à propagação de ondas regulares num canal de ondas (ver Rakha et al., 1997). O período e a altura da onda ao largo correspondentes a este teste são, respectivamente, iguais a 6.0 s e a 1.05 m e o diâmetro mediano do grão de sedimento é igual a 0.27 mm. A profundidade média do escoamento no ponto localizado na fronteira ao largo é de 5.0 m. Inicialmente o perfil de fundo da praia é plano e tem uma inclinação de 5% para $x > 40$ m, como se ilustra na figura 9.14.

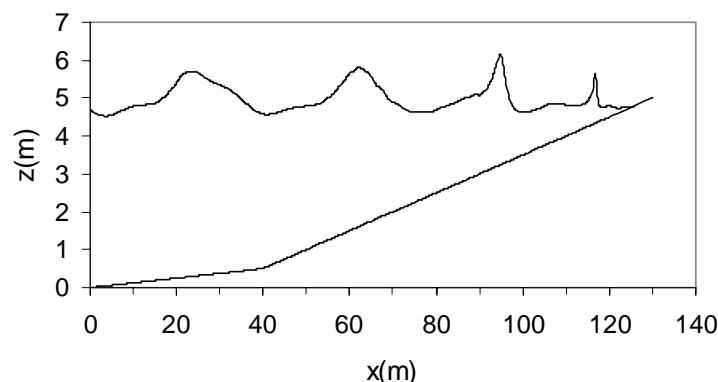


Figura 9.14 - Forma do perfil de fundo inicial da praia e a distribuição espacial da elevação da superfície livre calculada num dado instante da simulação.

No modelo numérico, consideraram-se os seguintes valores de base para o passo de tempo do módulo hidrodinâmico e do módulo morfológico, $\Delta t_h = 0.04$ s e $\Delta t_{mf} = 80$ s e que asseguram a estabilidade da solução numérica. O incremento espacial considerou-se como constante e igual a 0.4 m. Os testes efectuados com uma menor dimensão do incremento espacial ($\Delta x = 0.2$ m) revelaram algumas diferenças na distribuição da altura da onda, sobretudo na região de menores profundidades, mas das quais não resultaram diferenças significativas na evolução do perfil de fundo da praia. Dado que o tempo real de cálculo é significativamente menor quando se considera a maior dimensão da malha (a razão entre o tempo das simulações é de cerca de 7, sendo que o tempo de *CPU* num *Pentium* a 900 MHz para $\Delta x = 0.4$ m é de 3h para um tempo real de 7h), considerou-se que a solução obtida com $\Delta x = 0.4$ m é representativa da solução numérica do modelo. A velocidade de queda dos sedimentos foi determinada a partir da fórmula de Soulsby (1997), equação (2.7), e o valor da porosidade é igual a 0.35. Para evitar a destabilização da solução numérica na fronteira localizada junto à linha de costa, decorrente da pequena profundidade do escoamento, considerou-se que as cotas do fundo para $x > 120$ m são constantes assegurando uma profundidade na coluna de água inicial de cerca de 40 cm. Esta fronteira é aberta e radiativa. O transporte de sedimentos foi calculado com base no

modelo semi-não estacionário apresentado nos capítulos 6 e 7. Os valores de outros parâmetros considerados na simulação de base (SIM1) são dados na tabela 9.1.

A figura 9.15 compara a solução numérica obtida (SIM1) com os resultados experimentais sob a forma do perfil de fundo da praia ao fim de 7h, figura (c), e das distribuições espaciais da altura da onda e dos valores médios da taxa de transporte após 2h, figuras (b) e (a), respectivamente. Ilustra-se também, na figura (b), a distribuição da velocidade da corrente de retorno calculada.

Os resultados experimentais obtidos ao fim de 7 h ilustram a formação de uma barra litoral entre 95 e 110 m com uma altura de cerca de 0.6 m. A jusante e montante da barra são visíveis locais onde ocorreu erosão dos sedimentos que alimentam a barra. A barra litoral forma-se numa região do domínio que está intimamente relacionada com a posição da linha de rebentação das ondas ($x \approx 100$ m) e com o ponto onde se observa um forte gradiente do transporte (o transporte de sedimentos positivo, isto é, para a costa, é confrontado com o transporte para o largo associado às correntes de retorno, dando origem a uma inversão do sinal de $\langle q_s \rangle$). Na região entre 105 e 110 m, observa-se a formação de uma segunda barra que está associada aos valores positivos do transporte observados nessa região.

Os resultados numéricos mostram que o modelo é capaz de reproduzir de um modo geral os resultados experimentais:

- a distribuição espacial da altura da ondulação é semelhante à observada: reproduz-se o empolamento da onda antes da linha de rebentação e o decaimento da altura da onda após a rebentação;
- a forma da distribuição espacial do transporte de sedimentos é análoga à observada. Existem, no entanto, duas zonas em que os resultados numéricos não são coerentes com os resultados experimentais: antes da zona de rebentação, os valores calculados do transporte são inferiores aos valores observados; por outro lado não se reproduzem os valores positivos de transporte depois da linha de rebentação;
- a barra litoral simulada tem uma estrutura coerente com os resultados experimentais, nomeadamente, a barra é formada na posição correcta, na região crítica onde o transporte de sedimentos inverte de sinal, e apresenta as mesmas

formas de erosão a jusante e a montante. Porém, a altura da barra é inferior à observada, o que se deve eventualmente ao facto do modelo subestimar os valores máximos do transporte positivo antes da linha de rebentação.

Foram efectuadas diferentes simulações para averiguar a sensibilidade da solução numérica nos seguintes parâmetros especificados no modelo:

- cálculo das correntes de retorno (*undertow*): averiguou-se a resposta da solução numérica no valor da constante A_{und} (equação 9.16) e na forma do alisamento dos valores de U_b na zona de transição;
- valor da constante α_d que intervém no esquema de discretização de *Lax*, equação (9.19);
- valor do passo temporal Δt_{mf} ;
- valor das constantes empíricas γ_1 e γ_2 que intervém no modelo de rebentação das ondas, equação (9.14).

Na tabela 9.1 apresentam-se, para as diferentes simulações efectuadas, os valores dos parâmetros considerados e a figuras correspondentes.

Tabela 9.1 – Valores dos parâmetros considerados nos testes de sensibilidade da solução numérica

	SIM1	SIM2	SIM3	SIM4	SIM5	SIM6	SIM7	SIM8
Δt_{mf} (s)	80	80	80	20	160	80	80	80
A_{und} - eq.9.16	0.9	1.4	Sem alisamento	0.9	0.9	0.9	0.9	0.9
α_d - eq.9.19	0.25	0.25	0.25	0.25	0.25	0.5	0.25	0.25
$\gamma_1 ; \gamma_2$ - eq.9.14	0.57; 6.0	0.57; 6.0	0.57; 6.0	0.57; 6.0	0.57; 6.0	0.57; 6.0	0.57; 7.0	0.57; 8.0
Figura	9.15	9.16	9.17	9.18	-	-	9.19	9.19

Desta análise resultam as seguintes conclusões:

- os resultados do modelo são sensíveis aos valores de alguns dos parâmetros em estudo;

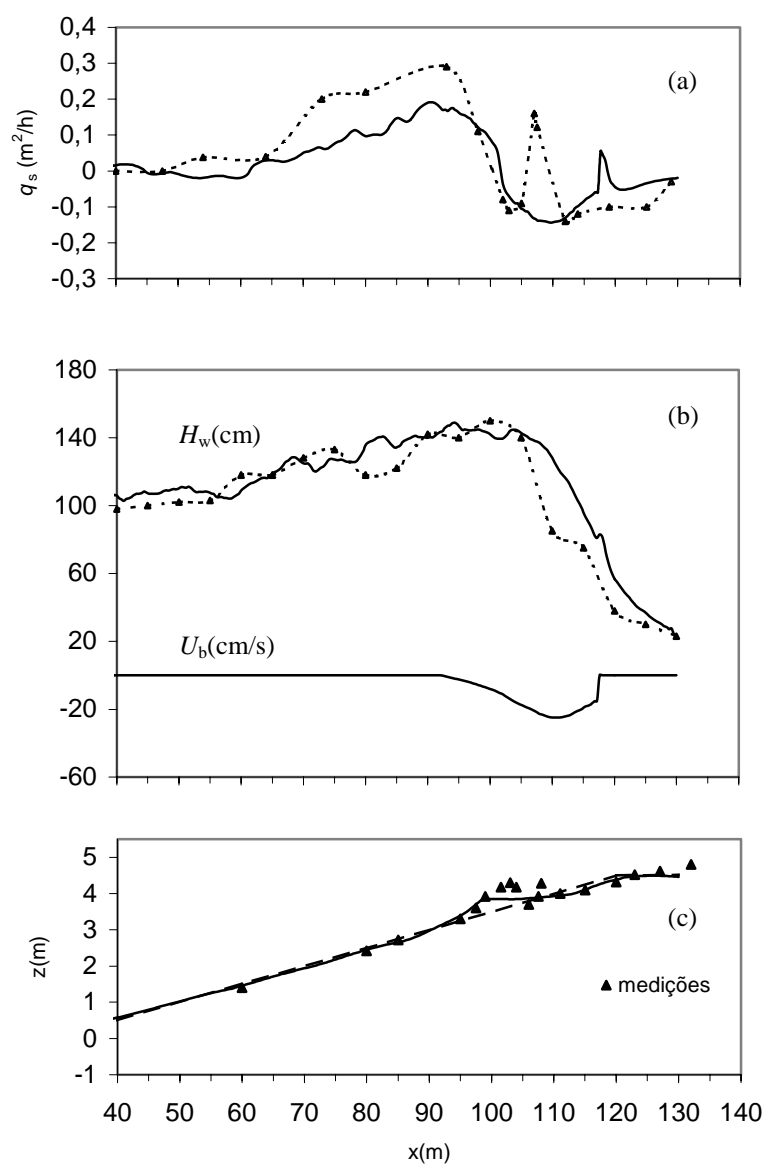


Figura 9.15 – Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos (a), da altura da onda e da velocidade da corrente de retorno (b) e da elevação do perfil de fundo da praia (c). Os símbolos correspondem aos valores experimentais. A linha a contínuo representa a solução numérica de base (SIM1). Na figura (c) a linha a tracejado corresponde ao perfil inicial.

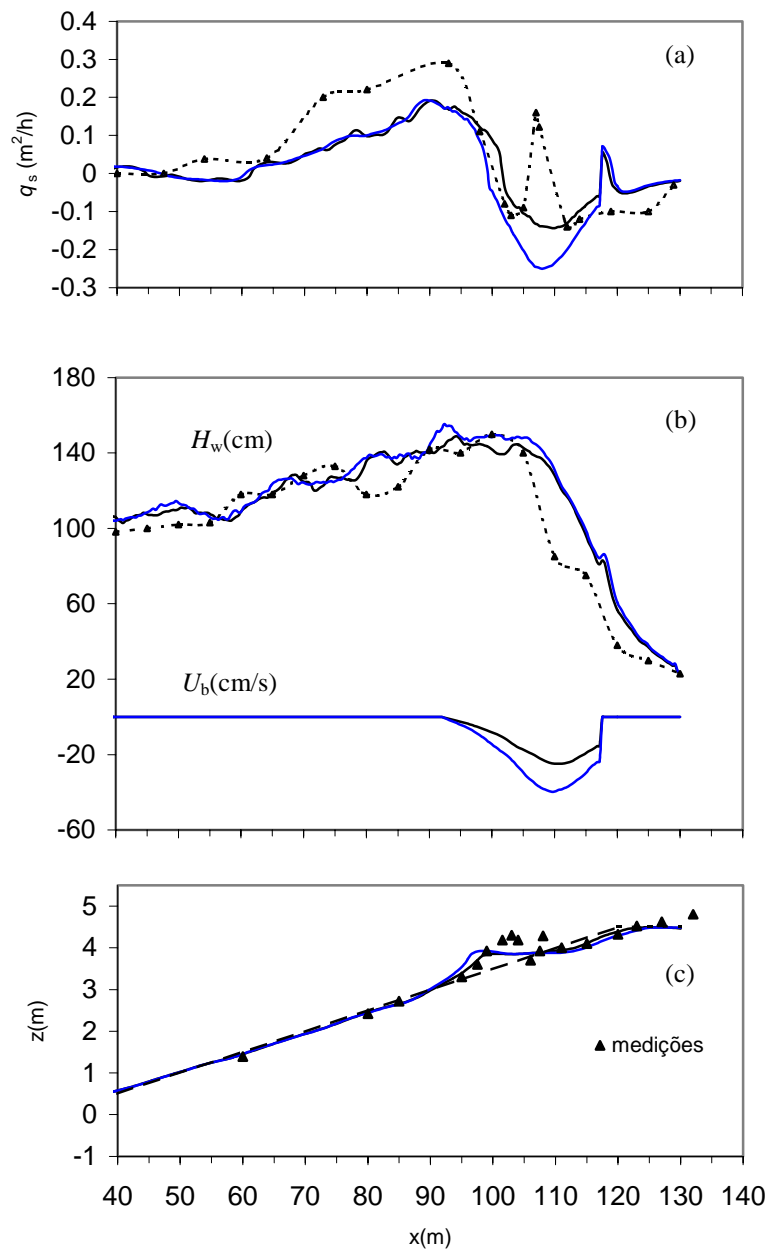


Figura 9.16 - Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos (a), da altura da onda e da velocidade da corrente de retorno (b) e da elevação do perfil de fundo da praia (c). Os símbolos correspondem aos valores experimentais. A linha a contínuo preta representa a solução numérica de base (SIM1) e a linha a contínuo azul a solução SIM2. Na figura (c) a linha a tracejado corresponde ao perfil inicial.

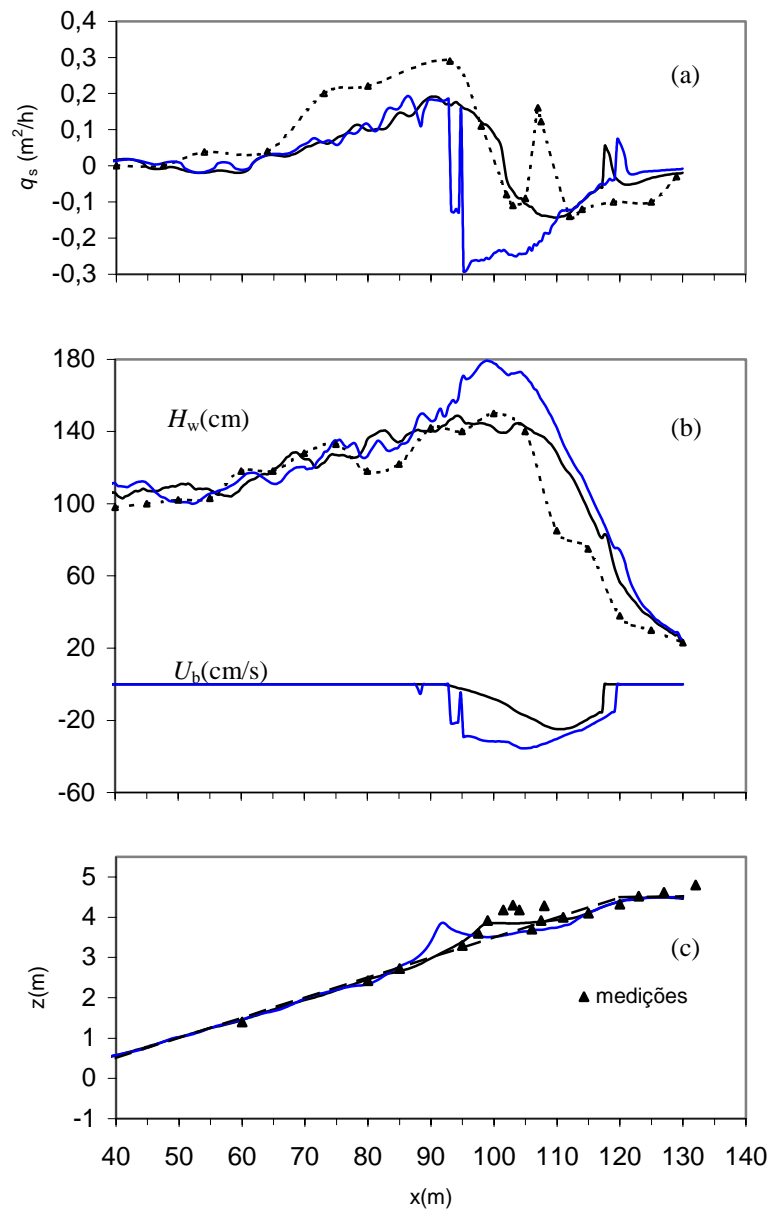


Figura 9.17 - Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos (a), da altura da onda e da velocidade da corrente de retorno (b) e da elevação do perfil de fundo da praia (c). Os símbolos correspondem aos valores experimentais. A linha a contínuo preta representa a solução numérica de base (SIM1) e a linha a contínuo azul a solução SIM3. Na figura (c) a linha a tracejado corresponde ao perfil inicial.

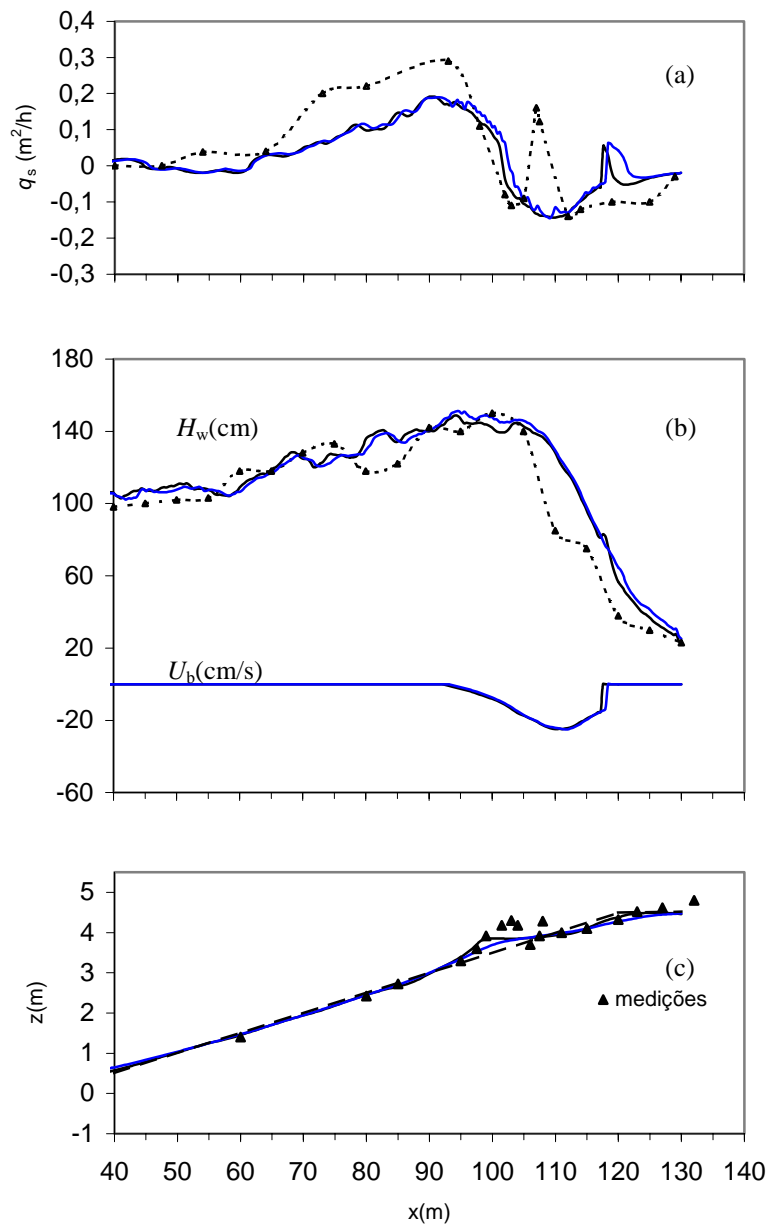


Figura 9.18 - Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos (a), da altura da onda e da velocidade da corrente de retorno (b) e da elevação do perfil de fundo da praia (c). Os símbolos correspondem aos valores experimentais. A linha a contínuo preta representa a solução numérica de base (SIM1) e a linha a contínuo azul a solução SIM4. Na figura (c) a linha a tracejado corresponde ao perfil inicial.

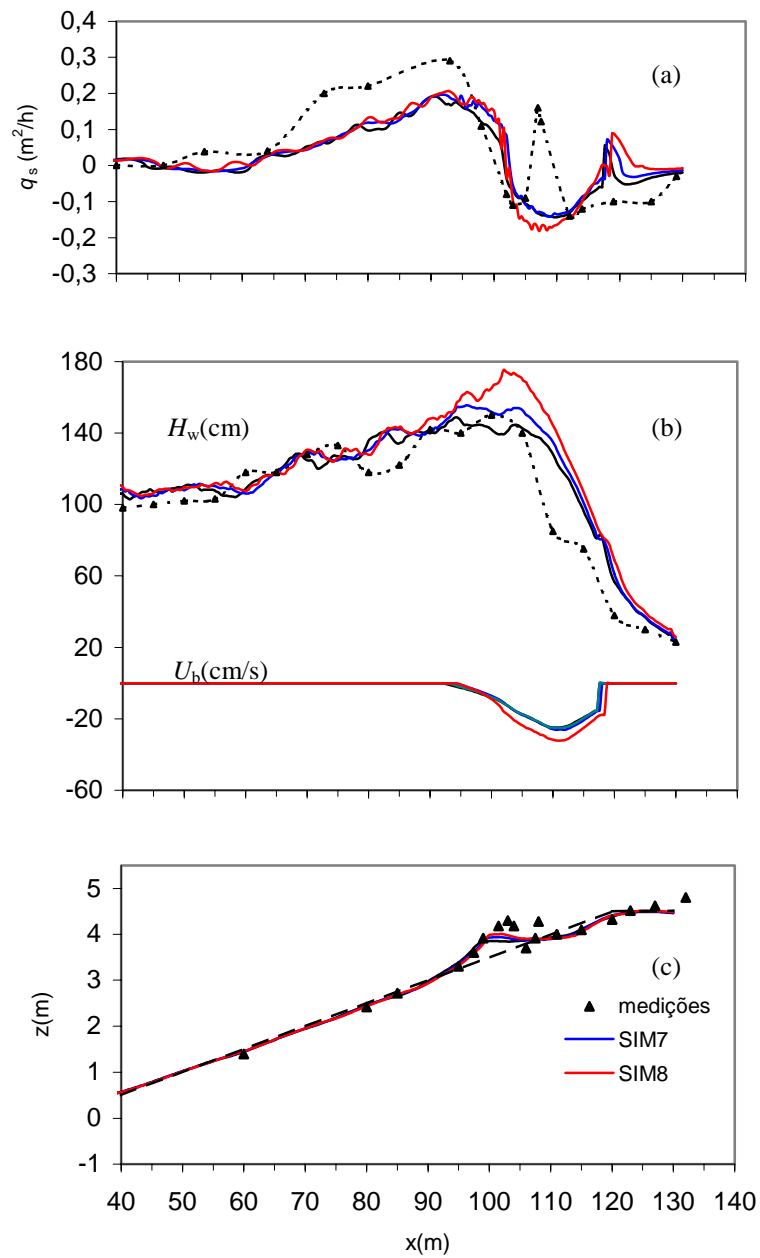


Figura 9.19 - Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos (a), da altura da onda e da velocidade da corrente de retorno (b) e da elevação do perfil de fundo da praia (c). Os símbolos correspondem aos valores experimentais. A linha a contínuo preta representa a solução numérica de base (SIM1), a linha a contínuo azul a solução SIM7 e a vermelha a simulação SIM8. Na figura (c) a linha a tracejado corresponde ao perfil inicial.

- a descrição correcta das correntes de retorno é essencial para se simular a evolução do perfil de fundo da praia. Para valores crescentes do parâmetro A_{und} (SIM2), a intensidade da corrente de retorno e o valor do transporte de sedimentos na direcção do largo aumentam, o que tem como consequência a translação da barra litoral para as regiões de maior profundidade. Os resultados numéricos obtidos quando não se considera a função de alisamento (SIM3), mostram a formação de uma barra litoral a cerca de 10 m a montante da posição observada. Este resultado está intimamente ligado com a distribuição espacial das correntes de retorno calculada, ilustrada na figura 9.17 (b);
- a solução numérica não apresentou uma dependência no valor da constante α_d ;
- a evolução do perfil da praia apresenta uma dependência no tempo de integração do módulo morfológico. Para o valor de $\Delta t_{mf} = 20$ s (SIM4), observa-se um alisamento da forma da barra litoral que decorre do aumento do coeficiente de difusão numérica inerente ao método de discretização. Para valores de $\Delta t_{mf} = 160$ s (SIM5) o perfil de praia calculado apresenta a mesma forma do que o calculado para $\Delta t_{mf} = 80$ s;
- o aumento da constante γ_2 (ou de um modo equivalente de γ_1) traduz-se numa translação da linha de rebentação das ondas para os pontos mais próximos da costa. Observa-se neste caso que a altura das ondas calculada para $x > 95$ m excede os valores experimentais. Relativamente aos resultados da simulação de base observa-se um aumento do gradiente do transporte de sedimentos para $x \approx 100$ m do que resulta a formação de uma barra litoral de maior altura.

Foram também efectuadas simulações considerando a fórmula de transporte de *Bailard*. A comparação das soluções numéricas obtidas com a fórmula de *Bailard* e com o modelo semi não estacionário é ilustrada na figura 9.20. Observa-se que as duas formulações conduzem a resultados semelhantes da evolução do perfil da praia, apesar dos valores positivos do transporte calculados com a formulação de *Bailard* serem superiores, o que é coerente com a análise efectuada na secção 7.1.1.1. No entanto, se as simulações forem efectuadas nas condições referidas anteriormente mas considerando um sedimento mais fino ($d_{50} = 0.13$ mm), observa-se uma discrepância na evolução do perfil de fundo calculado. Como se mostra na figura 9.21, os fortes gradientes do transporte sedimentar

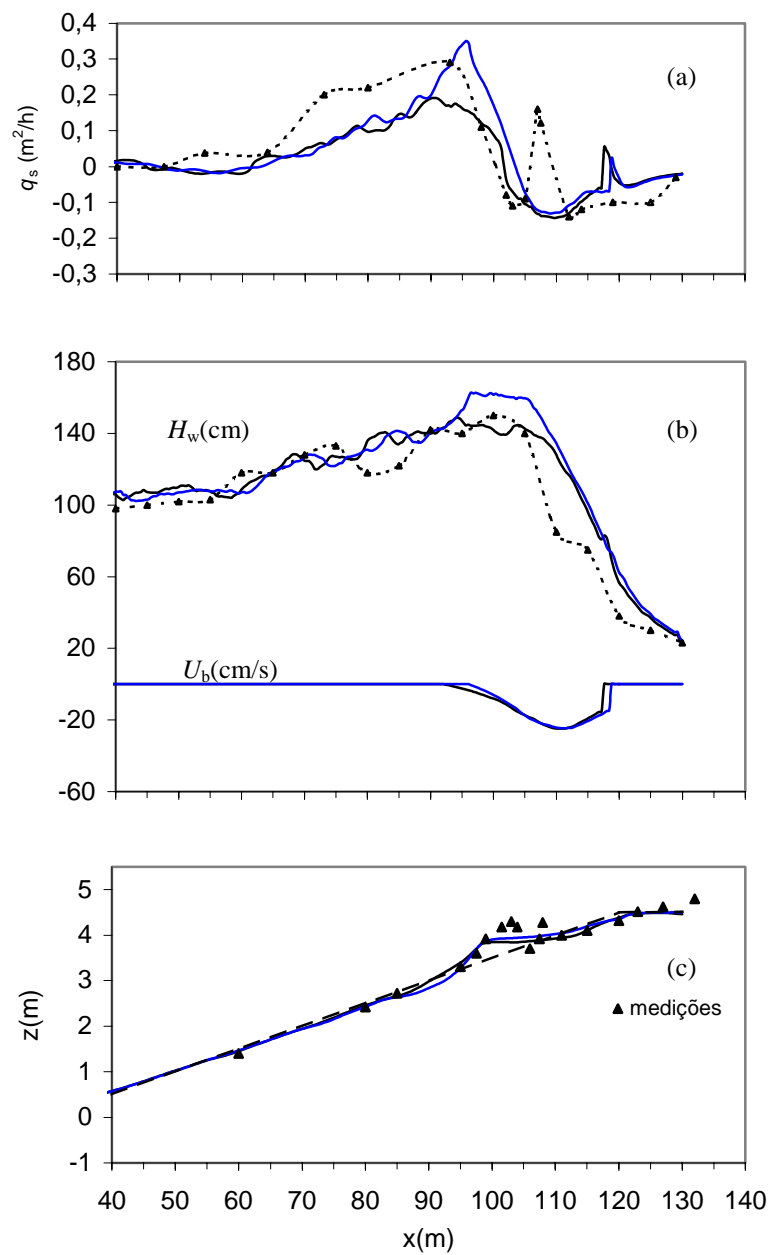


Figura 9.20 - Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos (a), da altura da onda e da velocidade da corrente de retorno (b) e da elevação do perfil de fundo da praia (c). Os símbolos correspondem aos valores experimentais. A linha a contínuo preta representa a solução numérica de base (SIM1) e a linha a contínuo azul a solução calculada com a fórmula de *Bailard*. Na figura (c) a linha a tracejado corresponde ao perfil inicial.

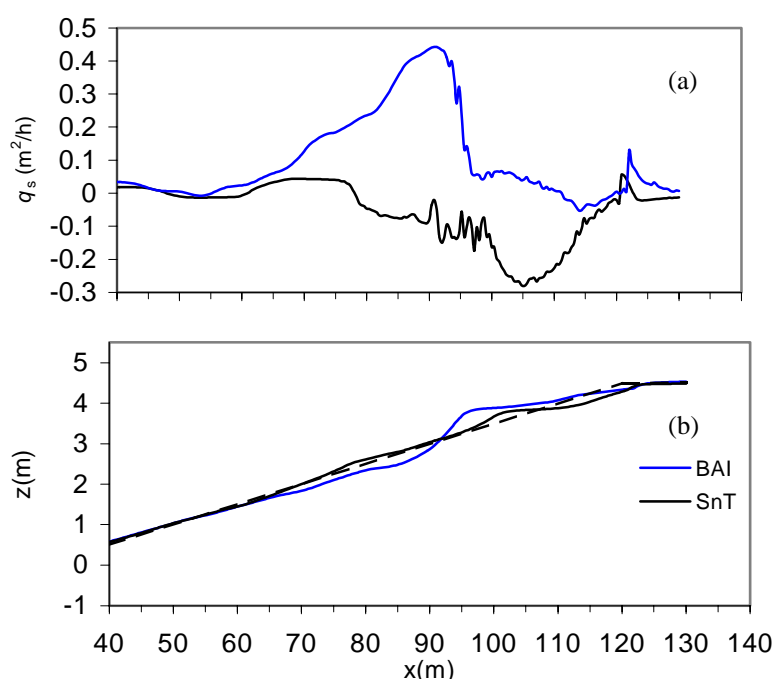


Figura 9.21 - Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos (a) e da elevação do perfil de fundo da praia (b) considerando $d_{50} = 0.13$ mm. A linha a contínuo preta representa a solução numérica obtida com o modelo semi-não estacionário (SnT) e a linha a contínuo azul a solução calculada com a fórmula de *Bailard*. Na figura (c) a linha a tracejado corresponde ao perfil inicial.

antes e após a linha de rebentação calculados com a formula de Bailard conduzem à formação de uma zona de acreção e de erosão que não são visíveis na solução numérica do modelo semi-não estacionário.

O presente exemplo de aplicação do modelo UNIPRAIA mostrou que, no caso de ondas regulares, a evolução do perfil de fundo da praia é fundamentalmente condicionada pela posição da linha de rebentação das ondas e pelos valores da corrente de retorno. O modelo descreveu com precisão a localização da barra litoral formada após 7 h de simulação, mas subsistem algumas deficiências relacionadas com os valores calculados do transporte de sedimentos para a costa.

De modo a comparar as soluções obtidas com as soluções de outros modelos numéricos ilustra-se na figura 9.22 os resultados do modelo de Rakha et al. (1997). Este

modelo tem uma estrutura análoga à do presente modelo (ver figura 9.6) mas difere nas formulações consideradas para descrever o processo de rebentação das ondas (utiliza o conceito de *surface-roller*) e as correntes de retorno (calculadas em termos da tensões de corte associadas à rebentação). A distribuição vertical dos sedimentos em suspensão na coluna de água e as tensões de atrito no fundo são calculadas por intermédio de um modelo 1DV. O transporte de sedimentos é calculado em termos de duas frações, uma relativa ao transporte por arrastamento e outra ao transporte em suspensão. A comparação dos resultados numéricos obtidos com os ilustrados na figura 9.15, mostra que as distribuições espaciais da altura das ondas e da taxa de transporte de sedimentos, assim como a evolução do perfil de fundo da praia, apresentam muitas semelhanças.

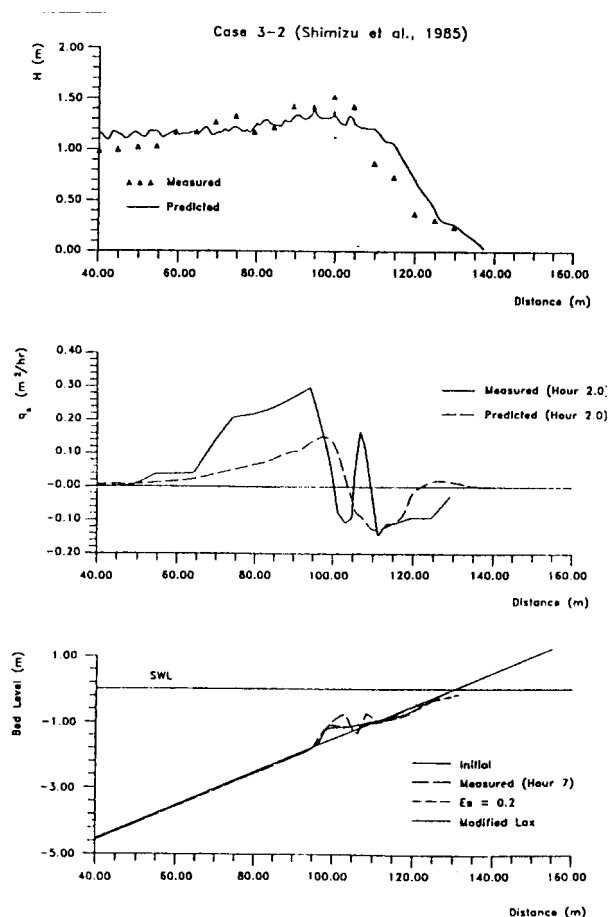


Figura 9.22 - Distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos, da altura da onda e da elevação do perfil de fundo da praia calculados com o modelo morfodinâmico de Rahka et al. (1997) (reprodução de Rahka et al. ,1997).

9.5.2.1 LIP11D – teste 1B (ondas irregulares)

Em 1993 foram efectuadas uma série de experiências no canal de ondas existente no *WL|Delft Hydraulics* com o objectivo de obter dados experimentais que pudessem calibrar/ validar os modelos numéricos que simulam o escoamento e a evolução do perfil de fundo de uma praia. Estas experiências foram realizadas no âmbito do projecto europeu "*Large Installations Plan*" (LIP) e estão descritas em Arcilla et al. (1994). Do conjunto de seis experiências realizadas, seleccionou-se para a aplicação do modelo UNIPRAIA, o teste 1b, que corresponde a uma condição de erosão da praia. A topografia de fundo inicial considerada está representada na figura 9.23. O valor da profundidade média na fronteira oceânica ($x = 0$) é de 4.1 m. O movimento do batedor de ondas foi sintetizado a partir de um espectro de ondas irregulares do tipo de *Jonswap* com altura significativa espectral de 1.4 m e período de pico de 5s. O diâmetro mediano do sedimento que compõe o material de fundo é de 0.2 mm.

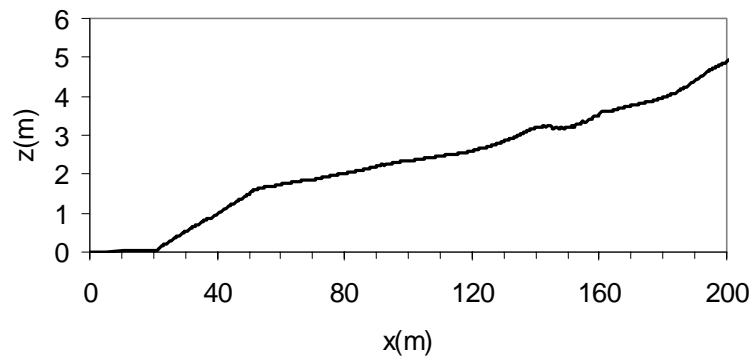


Figura 9.23 – Elevação do perfil de fundo da praia inicial correspondente ao teste LIP1b

A malha computacional considerada para representar o domínio físico, tem um espaçamento de 0.2 m e, tal como no caso anterior, considerou-se que a profundidade do escoamento para $x > 170$ m é constante e igual a 0.40 m. O valor do passo temporal do modelo hidrodinâmico é igual a 0.01 s, de modo a assegurar a estabilidade da solução numérica. Os valores da elevação da superfície livre da água impostos no ponto $x = 0$ foram sintetizados a partir do espectro de *Jonswap* (código GENER, ver secção 7.1.2.3) e têm as mesmas características (H_s e T_p) do sinal imposto no batedor. Os valores das constantes α_d , γ_1 , γ_2 e de A_{und} consideradas são as indicadas na SIM1 na tabela 9.1.

Os dados experimentais de que se dispõe para validar os resultados numéricos são:

- as distribuições espaciais da altura significativa das ondas e da velocidade da corrente de retorno. Estes valores correspondem a uma média dos valores observados nos primeiros trinta minutos de simulação, isto é, referem-se às condições observadas sobre a batimetria inicial;
- as distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos e da cota da elevação do fundo móvel observados ao fim de 6 h. É de salientar, que os valores de $\langle q_s \rangle$ foram calculados a partir das variações de ξ observadas durante esse intervalo de tempo.

A figura 9.24 compara os resultados numéricos da altura significativa das ondas e da velocidade da corrente de retorno com os resultados experimentais. Observa-se que o domínio computacional considerado corresponde a toda a zona de *surf*.

Os valores de H_s representados pelas linhas a contínuo foram calculados após 400, 800, 1200, 1600 s da simulação e evidenciam a variabilidade da altura da ondulação correspondente ao espectro de ondas irregulares. A partir destes valores foi calculado o valor médio de H_s em cada ponto do domínio, e que é representado na figura pela linha a tracejado. Observa-se que modelo descreve razoavelmente os valores experimentais, sendo de destacar, no entanto, que para valores de x entre 100 e 130 m, os valores calculados excedem os valores experimentais. Quanto aos valores da velocidade da corrente de retorno, verifica-se que o modelo proposto com base na equação (9.16) não reproduz correctamente os valores experimentais. Os valores calculados de U_b são sempre inferiores aos valores experimentais, nomeadamente na região onde se observam os valores máximos da corrente de retorno (a diferença é de aproximadamente de um factor de 3.5). Esta discrepância revela que o valor da constante A_{und} encontrada para o caso de ondas regulares não se mantém válida no presente caso. Por outro lado, no caso de ondas irregulares, o conjunto de ondas individuais que compõem um grupo de ondas tem alturas diferentes, rebentando em zonas distintas do domínio. Desta forma, o valor da altura da onda que intervém na equação (9.16), que determina a intensidade de U_b , deveria ter informação acerca da percentagem de ondas que se encontram efectivamente em rebentação num dado ponto do domínio computacional.

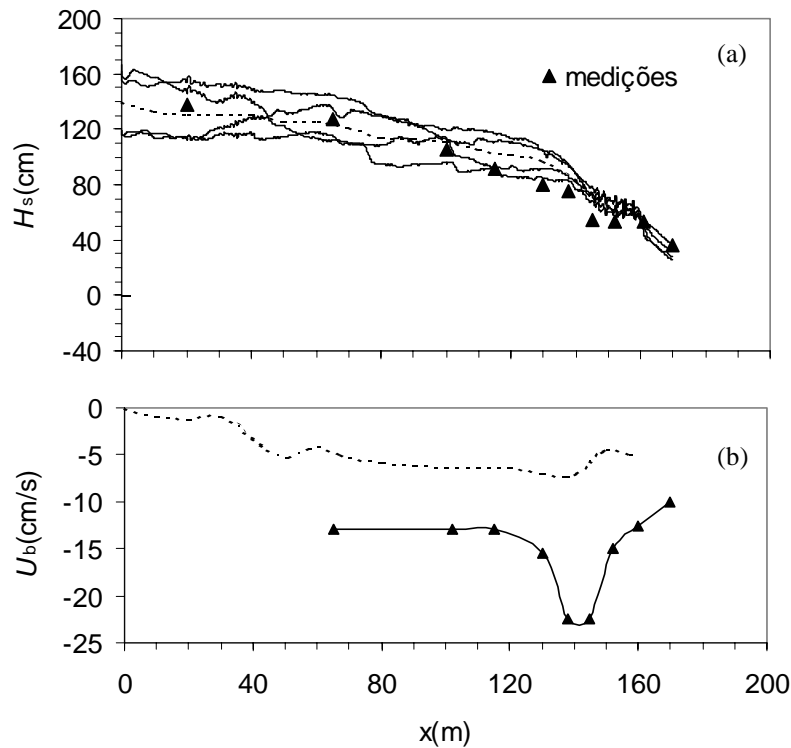


Figura 9.24 - Distribuição da altura significativa das ondas (a) e da velocidade da corrente de retorno (b) sob a batimetria inicial. Os símbolos representam os valores experimentais. Na figura (a) as linhas a contínuo representam os valores calculados em diferentes instantes durante os primeiros 30 min da simulação e a linha a tracejado o valor médio; na figura (b) a linha a tracejado representa o valor médio de U_b calculado nos primeiros 30 min.

A figura 9.25 compara a solução numérica do modelo com os resultados experimentais sob a forma das distribuições espaciais da taxa de transporte de sedimentos e do perfil de fundo da praia ao fim de 6h de simulação. Observa-se que os valores simulados de $\langle q_s \rangle$ têm sentido contrário aos valores experimentais para $x < 130$ m e não descrevem a variação significativa de $\langle q_s \rangle$ observada entre $130 < x < 140$ m que conduz à formação da barra litoral. É de notar que se considerasse os valores da corrente de retorno observados experimentalmente não se obtinham resultados numéricos da taxa de transporte mais próximos dos valores experimentais.

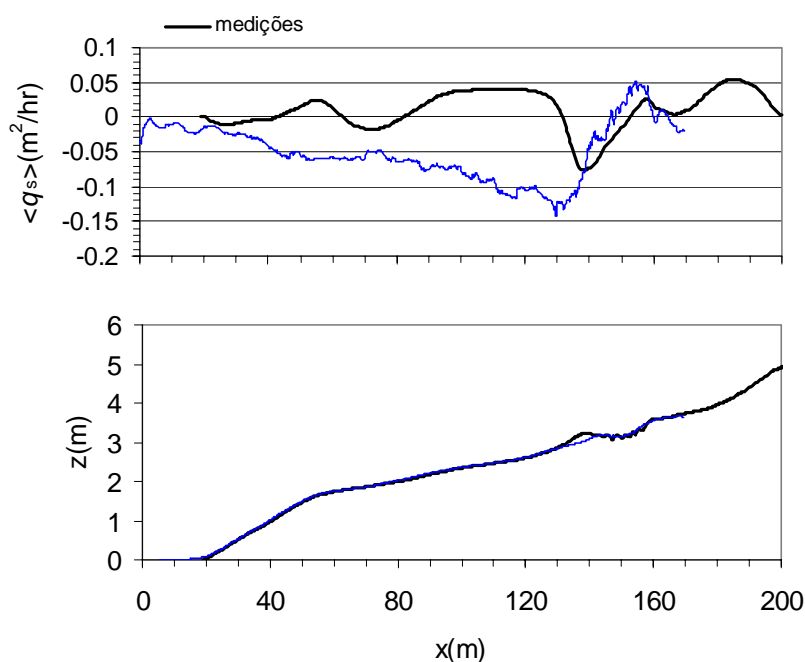


Figura 9.25 - Distribuição espacial da taxa de transporte de sedimentos e da forma perfil de fundo da praia ao fim de 6h. As linhas a contínuo a preto representam os valores experimentais e as linhas a azul a solução numérica.

9.6 Conclusões

Neste capítulo, foi tratado o problema da evolução do perfil de fundo de uma praia na direcção transversal à linha de costa sob a acção das condições oceânicas associadas à ondulação.

A partir do modelo de propagação de ondas de curto período de Antunes do Carmo (1995), foi desenvolvido um modelo morfodinâmico, que descreve as variações do nível do fundo associados a gradientes do transporte transversal. A taxa de transporte de sedimentos é calculada a partir da formulação apresentada nos capítulos 6 e 7 e a batimetria é actualizada mediante a resolução da equação da continuidade para o volume dos sedimentos.

O modelo foi aplicado a diferentes condições no que diz respeito ao tipo de ondas incidentes: ondas regulares e ondas irregulares. Para o caso do conjunto de resultados experimentais apresentados por Shimizu, relativos a ondas regulares, o modelo conduz a

resultados satisfatórios para as distribuições da taxa de transporte de sedimentos e para a evolução do perfil de fundo.

Para o caso do teste *LIP11D - 1b*, os resultados numéricos obtidos são discutíveis, nomeadamente devido a uma deficiente descrição do transporte de sedimentos após a rebentação das ondas. A análise dos resultados sugere que existem outros mecanismos que contribuem para o transporte de sedimentos na direcção da costa e que não são quantificados no modelo: (i) o modelo pode não descrever correctamente a assimetria da velocidade orbital na zona de *surf* - efectivamente, os valores do nível da superfície livre impostos na fronteira aberta ($X = 0$) não correspondem a valores observados, tendo sido sintetizados a partir do espectro de *Jonswap*, que não contém informação acerca da deformação da onda à medida que se propaga para a costa; (ii) não se considerou a influência da rebentação das ondas na taxa de transporte calculada com o modelo (como se mostrou na secção 7.3.2 esta contribuição pode ser importante); (iii) dado que na zona de *surf* os sedimentos em suspensão ocupam toda a coluna de água, poderá ocorrer um transporte significativo de sedimentos na direcção da costa, acima do nível da cava da onda, associado aos *surface rollers* e à deriva de *Stokes* - para descrever este processo seria, no entanto, necessário recorrer a uma formulação tridimensional.

Capítulo 10

Síntese dos resultados

No presente trabalho foram apresentados diferentes modelos com níveis de complexidade distintos que permitem estimar o transporte de sedimentos não coesivos na zona costeira do oceano.

Os modelos numéricos do tipo 1DV e 2DV, apresentados nos capítulos 4 e 5, respectivamente, descrevem, em detalhe, os processos que ocorrem na camada limite de fundo a uma escala temporal inferior ao período da onda. Estes modelos determinam o campo do escoamento médio e turbulento e a concentração de sedimentos na camada limite de fundo gerada sob a acção combinada de ondas e correntes sobre um fundo plano ou irregular. A taxa de transporte média num ciclo da oscilação, é determinada mediante o cálculo do integral dos fluxos de sedimentos nos diferentes níveis, sendo possível quantificar as contribuições do escoamento médio e do escoamento oscilatório no transporte.

Nos modelos quase estacionários e semi não estacionários apresentados, a taxa de transporte é calculada em função de parâmetros macroscópicos característicos da onda e da corrente média. Nos primeiros, assume-se que as partículas de sedimento respondem instantaneamente às variações do escoamento, enquanto que nos modelos semi não estacionários incluem-se *efeitos de memória*, que traduzem o tempo de resposta dos sedimentos aos processos de erosão e de deposição.

As soluções numéricas dos modelos foram comparadas com um conjunto muito extenso de resultados experimentais relativo a diferentes condições do escoamento e do

fundo. Com esse fim foi construída uma base de dados, relativa a experiências efectuadas recentemente, e que se encontram publicados na literatura. Nos casos em que os dados experimentais são escassos (ondas e correntes não colineares) os resultados numéricos foram também comparados com os resultados de outros modelos existentes. Este estudo permitiu identificar as limitações dos modelos em análise e propor novas metodologias com as quais se obtém resultados mais adequados.

O modelo semi não estacionário foi integrado num modelo de propagação de ondas com o fim de desenvolver um modelo de morfodinâmica que descreva a evolução do perfil transversal de uma praia.

Seguidamente apresentam-se algumas das conclusões principais estabelecidas durante o trabalho. Neste contexto, faz-se uma análise específica de cada modelo e são sugeridos novos desenvolvimentos a serem efectuados no futuro.

O modelo de camada limite de fundo CL1DV, apresentado no capítulo 4, foi formulado originalmente por Huynh Thanh e Temperville (1990) e Tran Thu (1995). As aplicações efectuadas mostraram que o modelo não reproduz algumas das características da distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos e do fluxo de sedimentos observados experimentalmente. Nomeadamente, observa-se que:

- os valores médios da concentração de sedimentos num ciclo da oscilação calculados pelo modelo são, de um modo geral, inferiores aos valores experimentais observados na camada de *sheet flow* ($z < 0.5 - 2$ cm);
- a distribuição vertical dos valores médios da concentração de sedimentos em suspensão calculados, depende do diâmetro mediano do sedimento presente no fundo;
- o modelo não simula os picos de concentração secundários que ocorrem nos instantes de inversão do escoamento potencial. A importância destes picos na distribuição da concentração de sedimentos é maior para os sedimentos mais finos considerados ($d_{50} = 0.13$ mm);
- ocorrem diferenças de fase significativas entre a curva de evolução da concentração de sedimentos calculada e observada nos níveis superiores da camada limite. Como consequência, os valores do fluxo de sedimentos calculados, sobrestimam os valores experimentais na camada de sedimentos em suspensão.

Através de um estudo da sensibilidade dos resultados do modelo a alguns dos parâmetros que controlam os processos de difusão vertical e de deposição dos sedimentos foi possível encontrar soluções numéricas que descrevem melhor os resultados experimentais. Para tal foram efectuadas duas hipóteses:

- os grãos de sedimento que se encontram nos níveis mais próximos do fundo, onde a concentração de sedimentos é muito elevada, à medida que são transportados pelo escoamento oscilatório, deslocam-se horizontalmente em camadas justapostas sem que ocorra deposição. Para descrever este processo no modelo, considerou-se que os valores da velocidade de queda das partículas de sedimento nos níveis inferiores ao topo da camada de *sheet flow* correspondem a uma condição de entravamento máximo;
- a distribuição vertical da granulometria dos sedimentos não é uniforme.

As soluções numéricas obtidas para duas condições experimentais mostram que, com as alterações efectuadas, o modelo tem capacidade de reproduzir a estrutura da distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos na camada limite de fundo e o transporte associado. De modo a avaliar a generalidade do modelo apresentado, é necessário dispor de medições da velocidade do escoamento na camada de *sheet flow* e da distribuição da granulometria dos sedimentos na coluna de água.

A importância dos picos secundários da concentração para o cálculo do transporte sedimentar é discutível dado que a intensidade máxima desses picos ocorre nos instantes em que a velocidade do escoamento é pequena. As experiências realizadas, com o presente modelo, impondo valores de C_a na condição de fronteira de fundo idênticos aos valores observados, mostraram que esses picos são rapidamente dissipados. Deste modo, o modelo não tem nenhum mecanismo que consiga reproduzir o transporte convectivo ou difusivo de sedimentos nesses instantes. Os recentes trabalhos de Savioli e Justesen (1997) e de Guizen et al. (2001), mostraram que os modelos de fecho de turbulência do tipo $K - \epsilon$ e $K - \omega$ simulam picos do coeficiente de difusão turbulenta nos instantes de inversão do escoamento potencial, mas não foi estabelecida a sua influência no cálculo do transporte.

O estudo de modelos do tipo 1DV poderá ser continuar a ser feito, dado que este tipo de modelos constitui um elemento de base a partir do qual as formulações paramétricas mais simples podem ser testadas e validadas. Nesta perspectiva, o modelo

1DV apresentado poderá ser utilizado para quantificar a presença dos efeitos não estacionários no processo de transporte.

O modelo de camada limite de fundo do tipo 2DV, apresentado no capítulo 5, é um modelo formalmente mais complexo que o 1DV. As simulações do escoamento na camada limite de fundo sobre rugas, mostraram que o modelo descreve a formação e o desenvolvimento de vórtices que se observam nos lados adjacentes à crista das rugas. Contudo, observou-se que o modelo dissipa a energia associada aos vórtices após serem ejectados do fundo a uma taxa que é superior à que é observada experimentalmente. Os vórtices, ao serem ejectados do fundo, são transportados para regiões do espaço onde a descrição da malha computacional é mais grosseira, pelo que poderá ocorrer dissipação numérica dessas estruturas.

De modo a descrever a distribuição espaço-temporal da concentração de sedimentos sobre um fundo com rugas, foi implementado no modelo original 2DV uma equação de balanço da concentração de sedimentos, que tem em conta os processos advectivos e difusivos nas direcções vertical e horizontal. Os resultados numéricos obtidos ilustram que durante o ciclo da oscilação forma-se plumas de sedimentos em suspensão associadas aos vórtices desenvolvidos. A comparação dos resultados numéricos do modelo com resultados experimentais mostra que o modelo descreve correctamente a distribuição média da concentração de sedimentos.

O modelo 2DV apresenta mais potencialidades que o modelo 1DV, em virtude de representar teoricamente o escoamento na camada limite de fundo turbulenta sobre um fundo plano ou com rugas. No entanto, as experiências numéricas realizadas mostraram que as soluções do modelo 2DV dependem fortemente da dimensão da malha utilizada, observando-se situações de destabilização. Um dos desenvolvimentos mais interessantes que poderá ser efectuado com o modelo 2DV consiste na sua adaptação a um fundo móvel que evolui no tempo. Desta forma, será possível descrever o processo geração das formas no fundo, parametrizar as dimensões das formas do fundo em termos de parâmetros macroscópicos do escoamento e determinar a rugosidade total associada. Este trabalho irá ser objecto de estudo no âmbito do futuro projecto europeu *SAND PIT*.

O modelo semi não estacionário, apresentado no capítulo 6, foi desenvolvido com base no trabalho de Dibajnia e Watanabe (1992). Os valores da taxa de transporte de

sedimentos, em cada meio ciclo da oscilação, são calculados em função do parâmetro de mobilidade equivalente e podem ser eventualmente modificados devido à presença de efeitos não estacionários. Uma análise teórica detalhada do modelo, conduziu a uma formulação mais adequada para estimar o transporte sedimentar nos escoamentos naturais em regiões costeiras. Salientam-se os seguintes aspectos:

- fez-se a extensão do modelo para diferentes condições do escoamento que são relevantes na zona costeira do oceano – ondas e correntes colineares ou oblíquas, ondas irregulares e para escoamentos permanentes. No último caso, verificou-se que para descrever correctamente os resultados experimentais é necessário fazer intervir a tensão tangencial total que é exercida pelo escoamento no fundo. Nestas condições, a taxa de transporte foi formulada em termos do parâmetro de *Shields* equivalente;
- foram deduzidas expressões analíticas para a taxa de transporte no caso de ondas regulares não lineares. Os valores de $\langle q_s \rangle$ foram determinados em função da velocidade média quadrática e da assimetria da onda e da velocidade da corrente média. Estas expressões podem ser implementadas em modelos hidrodinâmicos que resolvem o escoamento numa escala de tempo superior à da ondulação;
- o modelo foi calibrado para diferentes valores do grão mediano de sedimento presente no fundo e validaram-se / estabeleceram-se expressões que descrevem o mecanismo de interacção no modelo;
- os efeitos não estacionários, decorrentes da interacção do fluxo de sedimentos entre meios ciclos da oscilação sucessivos, foram parametrizados na forma de uma função simples que poderá ser facilmente implementada em outros modelos;
- foi efectuada a extensão do modelo para o caso em que a distribuição dos grãos de sedimento não é uniforme. Foram quantificados, neste caso, os possíveis efeitos de interacção (efeito de armadura) entre as diferentes fracções que compõem a amostra do sedimento.

As aplicações do modelo foram efectuadas considerando um conjunto de dados experimentais muito extenso que contempla diferentes condições do escoamento, do fundo e diferentes granulometrias (ver as tabelas 3.1 – 3.3 no capítulo 3). Deste estudo resultaram as seguintes conclusões:

- a percentagem dos resultados numéricos que diferem dos resultados experimentais de um factor de 2 são apresentados na seguinte tabela para as diferentes condições do escoamento consideradas;

Tabela 10.1 – Percentagem dos valores de $\langle q_s \rangle$ calculados pelo modelo semi não estacionário no factor de 2

			nº testes	% factor 2
ondas e correntes colineares	dist. sedimentos	<i>sheet flow</i>	57	95 %
	uniforme	rugos	54	45 %
	dist. sedimentos não uniforme		13	100 %
ondas irregulares			28	75 %
escoamento permanente			167	85 %
ondas e correntes não colineares			10	67 %

- para valores de d_{50} inferiores a 0.2 mm e para pequenos períodos da onda, os efeitos não estacionários são relevantes para descrever o transporte de sedimentos em escoamentos oscilatórios;
- os resultados do modelo formulado em termos do parâmetro de *Shields* equivalente dependem dos valores do coeficiente de rugosidade especificado. Nas situações práticas em que coexistem ondas e correntes não colineares, não é possível estimar com precisão o coeficiente de rugosidade associado às formas de fundo. Deste modo, a aplicação do presente modelo para estimar a taxa de transporte longitudinal requer uma validação local prévia;
- o transporte de sedimentos correspondente a um conjunto de ondas irregulares descritas pelo espectro de *Jonswap*, pode ser representado por uma onda regular equivalente com uma altura idêntica ao valor médio quadrático de H , H_{rms} , e com um período igual ao período significativo. Verificou-se que este processo de equivalência pode ser estabelecido, desde que os efeitos não estacionários não sejam importantes.

O modelo morfodinâmico, apresentado no capítulo 9, consegue reproduzir a evolução da topografia de fundo de uma praia, na direcção transversal, associada à formação de uma barra litoral. Ainda que não tenham sido efectuadas simulações a longo

prazo, o modelo tem potencialidade para estudar o problema de recuperação de uma praia em regimes moderados de ondulação.

As discrepâncias observadas entre os resultados numéricos do transporte de sedimentos e os resultados experimentais, antes e após a zona de rebentação, para os testes efectuados com ondas regulares e irregulares, podem estar relacionadas com uma deficiente representação da assimetria da velocidade orbital da onda, com o facto de não se quantificar o efeito de rebentação das ondas no cálculo do transporte e de não se ter tido em consideração o escoamento médio que se estabelece acima do nível da cava das ondas na zona de *surf*. Estas questões têm que ser analisadas em posteriores aplicações do modelo, que irão ser feitas no âmbito do projecto nacional *CROP*. Será interessante, no futuro, aplicar uma condição de fronteira móvel na linha de costa, o que permitirá simular as variações da topografia de fundo associadas à onda de maré e às sobre-elevações do nível médio da superfície livre. Poder-se-á, também, estender a presente formulação a sedimentos com uma granulometria não uniforme.

Bibliografia

- Al-Salem A. (1993). *Sediment transport in oscillatory boundary layers under sheet-flow conditions*, PhD Thesis, Delft University of Technology.
- Antunes do Carmo, J. (1995). *Contribuição para o Estudo dos Processos Morfodinâmicos em Regiões Costeiras e Estuarinas*, Tese de doutoramento, Dep. Eng. Civil da Universidade de Coimbra, Coimbra.
- Antunes do Carmo J.S., Seabra Santos, F. e A. Temperville (1995). Escoamentos turbulentos vs formulações paramétricas, *Revista do Dep. Eng. Civil da Univ. de Coimbra*, pp. 49-63.
- Antunes do Carmo J. e F. Seabra Santos (1996). On breaking waves and wave-current interaction in shallow water: a 2DH finite element model. *Int. Journal for Num. Meth. in Fluids*, vol. 22, pp. 429-444.
- Antunes do Carmo J., Seabra Santos F. e A. Temperville (2001) A Bottom friction and time-dependent shear stress for wave-current interaction (submetido para publicação).
- Arcilla A., Roelvink, J., O'Connor, B., Reniers, A. e J. Jiménez (1994). The delta flume '93 experiment, *Proc. Coastal Dynamics'94*, ASCE, pp. 488-502.
- Bailard J.A. (1981). An energetic total load sediment transport model for a plane sloping beach, *J. Geophysical Res.*, 86 (C11), pp. 10938-54.
- Barata, A. (1994) *Transporte Litoral. Modelação Matemática dos Processos de Erosão, Deposição e Transporte*. Monografia do Estágio Profissionalizante da Licenciatura em Ciências Geofísicas, Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa.
- Blondeaux, P. e Vittori, G. (1991). Vorticity dynamics in an oscillatory flow over a rippled bed, *J. Fluid Mech.*, 226, 257-290.

- Byrd P.F. e Friedman M.D., (1954). *Handbook of elliptical Integrals*, Springer Verlag, New York.
- Brors, B.; K.J. Eidsvik (1994). Oscillatory Boundary Layer Flows Modelled with Dynamic Reynolds Stress Turbulence Closure, *Continental Shelf Res.*, Vol 14, No. 13/14, pp. 1455-1475.
- Chapalain, G. (1988). *Etude hydrodynamique et sédimentaire des environnements littoraux dominés par la houle*, Thèse de doctorat de L' Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Cheng, N. (1997). Effect of concentration on settling velocity of sediment particles, *J. Hyd. Eng.*, vol123, No 8, pp. 728-731.
- Coastal Engineering Manual, part III (1998). U.S. Army Corps of Engineers.
- Damgaard, J.S., Soulsby, R. e L: Hall (1999). Intercomparison of sediment transport models, Report TR 79, HR Wallingford.
- Davies A. G., Soulsby R.L., King H.L. (1988). *A numerical model of the combined wave and current bottom boundary layer*, J. Geoph. Res., 93 (C1), pp.491-508.
- Davies A. G., Ribberink J. S., Temperville A. and J.A. Zyserman (1997). Comparisons between sediment transport models and observations made in wave and current flows above plane beds. *Coastal Eng.*, 31, pp. 163-198.
- Day, T.J. (1980) A study of the transport of graded sediments. HRS Wallingford, Report No. IT190.
- De Vriend, H.J., Zyserman, J, Nicholson, J., Roelvink, J., Péchon, P. e H. Southgate (1993) Medium-term 2DH coastal area modelling, *Coastal Eng.*, 21, pp.193-224.
- Dibajnia M. (1995). Sheet flow transport formula extended and applied to horizontal plane problems, *Coastal Eng. in Japan*, JSCE, Vol. 38(2), pp. 179-194.
- Dibajnia M., Shimizu T. e A. Watanabe (1994). Profile change of a sheet flow dominated beach. *Proc. Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, pp. 1946-1960.
- Dibajnia, M. e A. Watanabe (1992). Sheet flow under non-linear waves and currents, *Proc. 23rd Coastal Eng. Conf.*, ASCE, 2015-2028.
- Dibajnia M. e Watanabe A. (1996). A transport rate formula for mixed-size sands, *Proc. 25th ICCE*, ASCE, pp. 3791-3804.
- Dibajnia M. e Watanabe A. (1998). Transport rate under irregular sheet flow conditions, *Coastal Eng.*, 35, pp. 167-183.

- Dohmen-Janssen M. (1999). *Grain size influence on sediment transport in oscillatory sheet flow*, PhD Thesis, Delft University of Technology.
- Engelund, F. e Fredsøe, J. (1976). A sediment transport model for straight alluvial channel, *Nordic Hydrology*, Norway, 7(5), 293-306.
- Fredsøe, J. (1993). Modelling of non-cohesive sediment transport processes in the marine environment, *Coastal Eng.*, 21, 71-103.
- Fredsøe J., Anderson O.H. and S. Silberg (1985). Distribution of suspended sediment in large waves. *Journal of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, 111, 6, 1041-1059.
- Fredsøe J. e R. Deigaard (1992). *Mechanics of coastal sediment transport*, World Scientific Publ., Advanced Series on Coastal Eng., vol 3.
- Guibourg S. e E. Barthelemy (1994). Long wave equations. A comparison with experimental shoaling on plane beaches, in Seabra Santos F. e A. Temperville (ed.) *Modelling of coastal and estuarine processes, Jornal Estudos de Eng. Civil*, Special Issue, vol6, pp. 83-92.
- Guizen K., Temperville A. (1999). Frottement de fond sous une houle irrégulière linéaire, *C.R. Acad. Sci. Paris* t. 327, série II b, pp. 1375-78.
- Guizen K. e P.A. Silva (2000). Amélioration de la modélisation couplée houle-courant-sédiment, Vièmes Journées Nationales Génie Civil-Génie Côtier, Caen, France, 17-19 Mai 2000
- Guizen K., Silva, P.A. e F. Seabra Santos (2001). Mathematical modelling of sand transport by combined waves and currents in sheet flow regime using RANS turbulence models; hindering and flow reversal events, in van Rijn, L., Davies, A.G., van de Graaff, J. e J. Ribberink (eds.) *SEDMOC-Sediment transport modelling in marine coastal environments*. Aqua Publications, The Netherlands, pp. BD 1-8.
- Hamm, L. e B. Celse (1995). Generation des houles aleatoires, SOGREAH.
- Hamm, L., Katopodi, I, Dohmen-Janssen, M., Ribberink, I, Samothrakis, P., Cloin, B, Savioli, J., Chatelus, Y., Bosboom, J, Nicholson, J., e R. Rein (1998). Grain size and density effects on sediment transport processes in oscillatory flow conditions, Data report Part I, Z2153, WL | Delft Hydraulics.
- Hansen, E., Fredsøe, J. e Deigaard, R. (1994). Distribution of suspended sediment over wave-generated ripples, *J. Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, Vol. 120, n°1, 37-55.

- Hassan, W., Kroekenstoel, D., Ribberink, J. e L. van Rijn (1999). Gradation effects on sand transport under oscillatory sheet-flow conditions, Report Z20099.10, WL | Delft Hydraulics.
- Hassan, W., Kroekenstoel, D., e J. Ribberink (2001). Size gradation effect on sand transport rates under oscillatory sheet-flow conditions, *Proc. Coastal Dynamics'2001*, ASCE, Lund, Sweden.
- Horikawa, K., Watanabe, A e S. Katori (1982). Sediment transport under sheet flow conditions, *Proc. 18th ICCE*, ASCE, pp. 1335- 1352.
- Horikawa, K. e Ikeda, S. (1990). Characteristics of oscillatory flow over ripple models. *Proc. 22th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, 661-674.
- Huynh-Thanh, S. (1990). *Étude numerique de la couche limite turbulent oscillatoire générée par l'interaction houle-courant en zone cotière*, Thèse de doctorat de L' Université Joseph Fourier, Grenoble.
- Huynh Thanh, S. e Temperville, A. (1990). A numerical model of the rough turbulent boundary layer in combined wave and current interaction. *Proc. 22th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, 853-866.
- Huynh Thanh S., Tran Thu T. and A. Temperville (1994). A numerical model for suspended sediment in combined currents and waves. *EUROMECH 310*, World Scientific, 122-130.
- Jacob, J. Q. e A. Sarmiento (1994). 1D modelling of long shore currents in the surf zone due to irregular waves, in Seabra Santos F. e A. Temperville (ed.) *Modelling of coastal and estuarine processes, Jornal Estudos de Eng. Civil*, Special Issue, vol6, pp. 143-152.
- Janssen C. M., Riberrink J. (1996). Influence of grain diameter on sand transport in oscillatory sheet flow, *Proc. 25th ICCE*, ASCE, pp. 4779-4792.
- Jonsson F. G. e N. Carlsen (1976). Experimental and theoretical investigations in an oscillatory turbulent boundary layer, *J. Hydr. Res.*, 14, pp. 45-60.
- Katopodi I., Ribberink J.S., Ruol P., Koelewijn R., Lodahl C., Longo S., Crosato A. and H. Wallace (1994). *Intra-wave sediment transport in an oscillatory flow superimposed on a mean current*. Data report H 1684, Part III, Delft Hydraulics.
- Kim, H., O'Conner, B. e Shim, Y. (1994). Numerical modelling of flow over ripples using SOLA method, *Proc. 24th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, 2141-2154.

- Koelewijn H. and J.S. Ribberink (1994). *Sediment transport under sheet flow conditions*. Delft University of Technology, Department of Civil Engineering, WL/Delft Hydraulics.
- Kriebel, D.L., e Dean, R.G. (1985). Numerical simulation of time dependent beach and dune erosion, *Coastal Eng.*, vol 9, pp221-245.
- Kroekenstoel, D. (1999). Transport of non-uniform sediments under oscillatory sheet flow conditions, M: Sc. Thesis, University of Twente.
- Larson e Kraus (1989). Seach: numerical model for simulating storm induced beach change; report 1, Tech. Report CERC 89 -9, U.S. Army Engineer, Waterways experiment station, Vicksburg.
- Larson,M, Kraus, N., Wise, R. (1999). Equilibrium beach profiles under breaking and non-breaking waves. *Coastal Eng.* 36, pp.59-85.
- Lewellen W.S. (1977). Use of invariant modeling. In W. Frost (ed.), *Hand book of Turbulence*, vol 1, Plenum Publishing Corp., 237-280.
- Li Z. and A.G. Davies (1996). Towards predicting sediment transport in combined wave-current flow. *J. of Waterway, Port, Coastal and Ocean Eng.*, ASCE, 157-164.
- Madsen O.S. and W.D. Grant (1976). Quantitative description of sediment transport by waves. *Proc. 12th Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, pp. 1093-1112.
- Murray, P.B. e Davies, A.G. (1991). Sediment pick-up in wave and current flows, *Euromech 262, Sand transport in rivers, estuaries and sea*, 37-43.
- Nielsen P. (1992). *Coastal bottom boundary layers and sediment transport*, World Scientific Pub., Advanced Series on Coastal Eng. , vol. 4.
- Nnadi, F. e Wilson, K. (1992). Motion of Contact –Load Particles at High Shear Stress, *J. Hydr. Eng.*, 118, 12, pp. 1670-1684.
- Ockenden M.C. e R. Soulsby (1994). Sediment transport by currents plus irregular waves, Report SR 376, HR Wallingford.
- Patankar, S. (1980). *Numerical heat transfer and fluid flows*. McGraw Hill Book Co.
- Rakha K.A. (1998). A quasi-3D phase resolving hydrodynamic and sediment transport model, *Coastal Eng.*, 34, pp. 277-311.
- Rakha K.A., Deigaard R. e I. Broker (1997). A phase-resolving cross-shore sediment transport model for beach profile evolution, *Coastal Eng.*, 31, pp. 231-261.
- Raudkivi, A. (1998). *Loose boundary hydraulics*, A.A. Balkema, Rotterdam.

- Ribberink J., (1998). Bed-load transport for steady flows and unsteady oscillatory flows, *Coastal Eng*, 34, pp. 59-82.
- Ribberink, J. e Al-Salem, A. (1989). *Bed forms, near-bed sediment concentration and sediment transport in simulated regular wave conditions*, Data Rep. H840, Part 3, Delft Hydraulics.
- Ribberink, J. e A. Al-Salem (1992). *Time-Dependent Sediment Transport Phenomena in Oscillatory Boundary-layer Flow Under Sheet Flow Conditions*. Data report H 840.20, Part VI, Delft Hydraulics, 1992.
- Ribberink J. e A. Al-Salem (1994). Sediment transport in oscillatory boundary layers in cases of rippled bed and sheet flow. *J. Geophysical Res.*, 99 (C6) pp. 12707-12727.
- Ribberink J., Katopodi, I., Ramadan, K., Koelewijn, R. e S. Longo (1994). Sediment transport under (non) linear waves and currents, *Proc. International Conference Coastal Eng.*, ASCE, pp. 2527-2541.
- Ribberink J. e Al-Salem A. (1995). Sheet flow and suspension of sand in oscillatory boundary layers, *Coastal Eng.*, 25, pp. 205-225.
- Roelvink J.A. e I. Broker (1993). Cross-shore profile models. *Coastal Eng.*, 21, pp. 163-191.
- Rodi, W. (1993). *Turbulence modelling and their application in hydraulics*, A.A. Balkema, Rotterdam (3th edition).
- Sato, S., Minura, N. e Watanabe, A. (1984). Oscillatory boundary layer flow over rippled beds, *Proc. 19th Coastal Eng. Conf.*, ASCE, 2293-2309.
- Sato S. , Fukuhama M. e K. Horikawa (1988). Measurements of near-bottom velocities in random waves on constant slope. *Coastal Eng. in Japan*, 31, 2, pp.219-228.
- Savioli J. e P. Justesen (1997). Sediment in oscillatory flows over a plane bed. *J. Hyd. Res.*, vol.35, No 2, pp,177,190.
- Sawamoto, S. e T. Yamashita (1986). Sediment transport rate due to wave action, *J. of Hydroscience and Hydr. Eng.* , vol. 4, No. 1, pp. 1-15.
- Schaper e Zielke (1984). A numerical solution of Boussinesq type wave equations, *Proc. Int. Conference Coastal Eng.*, ASCE, pp.1057-1072.
- Schlichting, H. (1979). *Boundary Layer Theory*, McGraw Hill.
- Seabra Santos, F.J. (1985). *Contribution à l'étude des ondes de gravité bidimensionnelles en eau peu profonde*. Thèse de doctorat d'état de l'USMG /INPG.

- Seabra Santos, F.J., Renouard D. e A. Temperville, (1988). Etude théorique et expérimentale des domaines de validité des théories d'évolution des ondes en eau peu profonde, *Annales geophysicae* 6 (6), pp. 671-680.
- Silva, P.A. (1990). *Difusão em Estuários; Modelação Matemática da Intrusão Salina*. Monografia do Estágio Profissionalizante da Licenciatura em Ciências Geofísicas, Departamento de Física da Faculdade de Ciências da Universidade de Lisboa.
- Silva, P.A., F. Seabra Santos e J. Antunes do Carmo (1997). Modelação da Concentração de Sedimentos na Camada Limite Turbulenta Oscilatória: Estudo de Sensibilidade Relativamente à Difusão e Convecção Verticais. III Simpósio de Hidrodinâmica e Recursos Hídricos dos Países de Língua Oficial Portuguesa, (3º SILUSBA), Maputo, Moçambique.
- Silva, P.A. , F. Seabra Santos e M.D. Manso Orgaz (1998). Modelação Tridimensional em Zona Costeira: Aplicação à Descarga de um Emissário Submarino. 1ª Assembleia Luso- Espanhola de Geodesia e Geofísica, 9-13 Fevereiro, Almeria, Espanha. (in press)
- Silva, P.A. , Antunes do Carmo e F. Seabra Santos (1998). Influência das formas de fundo na distribuição das características médias da turbulência. 4º Congresso da Água, 23 –27 Março, Lisboa. (Cd-rom).
- Silva, P.A., Mendes, P.A., Antunes do Carmo, J., e Seabra Santos, F. (1999a). Medições de campos de velocidades num escoamento oscilatório sobre um fundo com rugas, IV Silusba, Coimbra , Portugal.
- Silva P.A., Antunes do Carmo J. e F. Seabra Santos (1999b). Análise do escoamento sobre um fundo com rugas, *Recursos Hídricos*, Associação Portuguesa dos Recursos Hídricos, vol. 20,nº1, pp. 71-81.
- Silva P. A. e A. Temperville (2000). Prédiction du débit sédimentaire à l'aide de la formule de Dibajnia et Watanabe, Vièmes Journées Nationales Génie Civil-Génie Côtier, Caen, France, 17-19 Mai 2000
- Silva P.A., Antunes do Carmo J., Temperville A. e F. Seabra Santos (2000). Cross-shore beach profile predicted by two sand transport models, In (ed.), *Hydraulic Engineering Software VIII*, Computational Mechanics Publications, 207-216.
- Silva, P. A., Temperville, A. e F. Seabra Santos (2001). Parametrized sand transport model for combined currents and waves in rippled and flat bed regimes, in van Rijn, L., Davies, A.G., van de Graaff, J. e J. Ribberink (eds.) *SEDMOC-Sediment transport*

- modelling in marine coastal environments*. Aqua Publications, The Netherlands, pp. CE 1-10.
- Sistermans, P. e van der Graaff (2001). Intercomparison of model computations, in van Rijn, L., Davies, A.G., van de Graaff, J. e J. Ribberink (eds.) *SEDMOC-Sediment transport modelling in marine coastal environments*. Aqua Publications, The Netherlands, pp. CK 1-10.
 - Sleath J.F.A. (1995). Coastal bottom boundary layers, *Appl. Mech. Rev.* vol 48, No 9, pp. 589-599.
 - Soares de Carvalho, G. (1985). A Evolução do Litoral, *Geonovas*, 8/9, pp.3-15.
 - Soulsby R. (1997). *Dynamics of marine sands*, Thomas Telford Publications, London.
 - Tran Thu T. (1995). *Modélisation numérique de l'interaction houle-courant-sédiment*, Thèse de doctorat de L' Université Joseph Fourier, Grenoble.
 - Tsujimoto, G., Hayakawa, N., Ichiyama, M., Fukushima, Y. e Nakamura, Y. (1991). A study on suspended sediment concentration and sediment transport mechanism over rippled sand bed using a turbulence model, *Coastal Eng. in Japan*, Vol. 34, n°2, 177-189.
 - van Rijn L.C. (1993). *Principles of sediment transport in rivers, estuaries and coastal seas*, Aqua Publications, Amsterdam.
 - van Rijn L.C. (1984). Sediment transport, Part III: bed forms and alluvial roughness, *J. Hyd. Eng.*, 110, 12, pp. 1733-1754.
 - van Rijn, L., Davies, A.G., van de Graaff, J. e J. Ribberink (2001). *SEDMOC-Sediment transport modelling in marine coastal environments*. Aqua Publications, The Netherlands.
 - Villaret, C. (1987) Étude expérimentale et numérique des lois d'érosion pour les sédiments cohésifs, Thèse de doctorat de L' Université Joseph Fourier, Grenoble.
 - Voogt, L. van Rijn L.C. e van den Berg, J.H. (1991). Sediment transport of fine sands at high velocities, *J. Hydr. Eng.*, 117, 7, pp. 869-890.
 - Watanabe A. and M. Dibajnia (1988). A numerical model of wave deformation in surf zone. *Proc. 21th Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, pp. 578-587.
 - Watanabe A., Isobe M. (1990) – *Sand transport rate under wave-current action*, *Proc. 22nd ICCE*, ASCE, pp. 2495-2507.
 - Zyserman, J. (1992). A critical review of available data for calibration and/or verification of sediment transport models, *Proc.Int. Conf. on Coastal Eng.*, ASCE, pp. 2567-2580.
-

Anexo A

Tabela A.1 – Condições experimentais – distribuição uniforme de sedimentos

série	teste	$d_{50}(\text{cm})$	$U_0(\text{cm/s})$	$u_1(\text{cm/s})$	$u_2(\text{cm/s})$	$T(\text{s})$	$\varphi(^{\circ})$	$\langle q_s \rangle_m (\text{cm}^2/\text{s}^2)$	$w_t (\text{cm/s})$	$\theta_{s, \text{max}}$
E+J	j1	0.021	24	106	-	7.2	0	0.4630	2.81	1.55
	j2	0.021	25	128	-	7.2	0	0.7440	2.81	2.13
	e2	0.021	23	147	-	7.22	0	1.1180	2.81	2.66
	j3	0.021	41	46	-	7.2	0	0.0900	2.81	0.57
	j4	0.021	41	65	-	7.2	0	0.2530	2.81	0.87
	e4	0.021	44	95	-	7.23	0	0.8440	2.81	1.53
	j5	0.021	24	104	-	4	0	0.2920	2.81	1.69
	j6	0.021	23	109	-	12	0	0.4920	2.81	1.47
	e1	0.021	15	168.5	-	7.2	0	1.0720	2.81	3.26
	e3	0.021	28.5	113.6	-	7.2	0	0.8080	2.81	1.79
I	i1	0.032	26	147	-	7.2	0	0.9400	4.81	1.94
	i2	0.032	25	170	-	7.2	0	1.5230	4.81	2.47
	i3	0.032	42	65	-	7.2	0	0.2360	4.81	0.64
	i4	0.032	42	92	-	7.2	0	0.5330	4.81	1.04
	i5	0.032	45	150	-	7.2	0	1.9370	4.81	2.22
H	h2	0.013	23	68	-	7.2	0	0.1880	1.28	1.09
	h3	0.013	24	93	-	7.2	0	0.3490	1.28	1.82
	h4	0.013	25	109	-	7.2	0	0.4000	1.28	2.38
	h5	0.013	24	130	-	7.2	0	0.5170	1.28	3.18
	h6	0.013	24	147	-	7.2	0	0.6550	1.28	3.92
	h7	0.013	42	49	-	7.2	0	0.1560	1.28	0.90
	h8	0.013	43	67	-	7.2	0	0.4740	1.28	1.35
	h9	0.013	43	94	-	7.2	0	0.8570	1.28	2.18
	h24	0.013	24	68	-	4	0	0.1280	1.28	1.23
	h44	0.013	25	106	-	4	0	0.0900	1.28	2.53
	h212	0.013	23	68	-	12	0	0.1990	1.28	1.00
	h412	0.013	24	109	-	12	0	0.9710	1.28	2.17

Tabela A.1 – cont.

série	teste	$d_{50}(\text{cm})$	$U_0(\text{cm/s})$	$u_1(\text{cm/s})$	$u_2(\text{cm/s})$	$T(\text{s})$	$q(^{\circ})$	$\langle q_x \rangle_m (\text{cm}^2/\text{s}^2)$	$w_c (\text{cm/s})$	θ_{max}
B	1	0.021	0.8	66	15.84	6.5	0	0.1226	2.81	0.64
	2	0.021	0.3	44	10.56	6.5	180	0.0327	2.81	0.32
	3	0.021	1.6	59.1	14.18	6.5	180	0.0804	2.81	0.53
	4	0.021	0.1	66	15.84	9.1	0	0.1461	2.81	0.59
	5	0.021	0.05	45.4	10.9	9.1	0	0.0414	2.81	0.31
	6	0.021	2.4	60.5	14.5	9.1	180	0.1196	2.81	0.51
	7	0.021	4.8	68.44	16.42	6.5	0	0.1242	2.81	0.70
	8	0.021	3.8	95.43	25.78	6.5	0	0.3885	2.81	1.25
	9	0.021	3	125.05	35.76	6.5	0	0.6983	2.81	2.03
	10	0.021	2	73.44	20.77	9.1	0	0.1856	2.81	0.73
	11	0.021	2.2	95.11	27.28	9.1	0	0.4480	2.81	1.16
	12	0.021	2.9	131.76	37.94	9.1	0	1.2090	2.81	2.08
	13	0.021	1	98.16	12.74	6.5	0	0.2100	2.81	1.25
	14	0.021	6.4	98.33	18.2	9.1	180	0.2200	2.81	1.20
	15	0.021	3	70.06	16.62	5	0	0.1520	2.81	0.77
	16	0.021	0.5	77.12	18	12	0	0.1980	2.81	0.73
	17	0.021	0.62	27.5	6.6	6.5	0	0.0026	2.81	0.14
	18	0.021	0.51	34.4	8.26	6.5	0	0.0202	2.81	0.21
	19	0.021	0.51	34.4	8.26	5	0	0.0038	2.81	0.22
	20	0.021	0.11	34.4	8.26	9.1	180	0.0279	2.81	0.19
C	1	0.021	0	76.65	19.93	6.5	0	0.1900	2.81	0.84
	2	0.021	5	75.86	22.76	6.5	0	0.2600	2.81	0.86
	3	0.021	30	66.11	40.98	6.5	0	0.5500	2.81	1.01
	4	0.021	15	71.4	34.27	6.5	0	0.3600	2.81	0.91
	5	0.021	40	63.12	45.45	6.5	0	0.7800	2.81	1.12
	9	0.021	0	76.65	19.93	6.5	0	0.2100	2.81	0.84
	10	0.021	40	109.5	28.47	6.5	180	-0.5500	2.81	1.96
	11	0.021	0	109.5	28.47	6.5	0	0.5300	2.81	1.58

Tabela A.1 – cont.

série	teste	$d_{50}(\text{cm})$	$U_0(\text{cm/s})$	$u_1(\text{cm/s})$	$u_2(\text{cm/s})$	$T(\text{s})$	$\varphi(^{\circ})$	$\langle q_s \rangle_m (\text{cm}^2/\text{s}^2)$	$w_2 (\text{cm/s})$	$\theta_{i, \max}$
C (cont.)	12	0.021	10	109.5	28.47	6.5	180	0.0800	2.81	1.63
	13	0.021	40	109.5	28.47	6.5	0	1.7600	2.81	1.96
WI	1	0.087	30	29.5	5.9	3	180	-0.0350	11.01	0.14
	2	0.087	25	29.5	5.9	3	180	-0.0108	11.01	0.12
	3	0.087	15	29.5	5.9	3	180	0.0229	11.01	0.10
	4	0.087	9	29.5	5.9	3	180	0.0162	11.01	0.09
	5	0.087	0	29.5	5.9	3	0	0.0040	11.01	0.08
	6	0.087	9	29.5	5.9	3	0	0.0094	11.01	0.09
	7	0.087	14	29.5	5.9	3	0	0.0135	11.01	0.10
	1	0.087	30	34.5	6.9	3	180	-0.0310	11.01	0.16
	2	0.087	25	34.5	6.9	3	180	-0.0215	11.01	0.15
	3	0.087	15	34.5	6.9	3	180	0.0511	11.01	0.13
	4	0.087	0	34.5	6.9	3	0	0.0094	11.01	0.11
	5	0.087	14	34.5	6.9	3	0	0.0337	11.01	0.12
	1	0.087	15	31	12.4	3	180	0.0081	11.01	0.12
	2	0.087	9	31	12.4	3	180	0.0094	11.01	0.11
	3	0.087	0	31	12.4	3	0	0.0148	11.01	0.10
	4	0.087	9	31	12.4	3	0	0.0175	11.01	0.11
	5	0.087	14	31	12.4	3	0	0.0269	11.01	0.11
	1	0.087	15	34.5	6.9	6	180	-0.0081	11.01	0.10
	2	0.087	9	34.5	6.9	6	180	0.0188	11.01	0.09
	3	0.087	0	34.5	6.9	6	0	0.0094	11.01	0.08
	1	0.018	30	29.5	5.9	3	180	-0.0209	2.22	0.40
	2	0.018	26	29.5	5.9	3	180	-0.0101	2.22	0.36

Tabela A.1 – cont.

série	teste	$d_{50}(\text{cm})$	$U_0(\text{cm/s})$	$u_1(\text{cm/s})$	$u_2(\text{cm/s})$	$T(\text{s})$	$\varphi(^{\circ})$	$\langle q_s \rangle_m (\text{cm}^2/\text{s}^2)$	$w_t (\text{cm/s})$	θ_{max}
WI (cont.)	3	0.018	15	29.5	5.9	3	180	-0.0135	2.22	0.28
	4	0.018	9	29.5	5.9	3	180	-0.0196	2.22	0.25
	5	0.018	0	29.5	5.9	3	0	-0.0135	2.22	0.22
	6	0.018	9	29.5	5.9	3	0	-0.0196	2.22	0.25
	7	0.018	14	29.5	5.9	3	0	-0.0101	2.22	0.27
	8	0.018	21	29.5	5.9	3	0	-0.0020	2.22	0.32
	1	0.018	30	34.5	6.9	3	180	-0.0236	2.22	0.48
	2	0.018	26	34.5	6.9	3	180	-0.0203	2.22	0.44
	3	0.018	15	34.5	6.9	3	180	-0.0203	2.22	0.35
	4	0.018	0	34.5	6.9	3	0	-0.0277	2.22	0.29
	5	0.018	14	34.5	6.9	3	0	-0.0142	2.22	0.35
	6	0.018	25	34.5	6.9	3	0	0.0304	2.22	0.43
	1	0.018	30	43	8.6	3	180	-0.0540	2.22	0.63
	2	0.018	26	43	8.6	3	180	-0.0068	2.22	0.58
	3	0.018	15	43	8.6	3	180	-0.0236	2.22	0.49
	4	0.018	0	43	8.6	3	0	-0.0614	2.22	0.42
	5	0.018	14	43	8.6	3	0	-0.0459	2.22	0.48
	6	0.018	25	43	8.6	3	0	0.0743	2.22	0.57
	1	0.018	15	31	12.4	3	180	-0.0270	2.22	0.33
	2	0.018	9	31	12.4	3	180	-0.0297	2.22	0.29
	3	0.018	0	31	12.4	3	0	-0.0223	2.22	0.27
	4	0.018	9	31	12.4	3	0	-0.0459	2.22	0.29
	5	0.018	14	31	12.4	3	0	-0.0189	2.22	0.32
	6	0.018	21	31	12.4	3	0	0.0034	2.22	0.37
	1	0.018	15	29.5	5.9	6	180	-0.0020	2.22	0.24

Tabela A.1 – cont.

série	teste	$d_{50}(\text{cm})$	$U_b(\text{cm/s})$	$u_1(\text{cm/s})$	$u_2(\text{cm/s})$	$T(\text{s})$	$\varphi(^{\circ})$	$\langle q_s \rangle_m (\text{cm}^2/\text{s}^2)$	$w_t (\text{cm/s})$	$\theta_{i, \text{max}}$
WI (cont.)	2	0.018	9	29.5	5.9	6	180	-0.0034	2.22	0.21
	3	0.018	0	29.5	5.9	6	0	-0.0020	2.22	0.18
	4	0.018	9	29.5	5.9	6	0	0.0027	2.22	0.21
	5	0.018	14	29.5	5.9	6	0	0.0081	2.22	0.23
	1	0.018	15	34.5	6.9	6	180	-0.0101	2.22	0.30
SY	2	0.018	0	34.5	6.9	6	0	-0.0041	2.22	0.24
	3	0.018	14	34.5	6.9	6	0	0.0203	2.22	0.29
	1	0.02	0	125.3	-	3.8	0	2.0130	2.5	-
	2	0.02	0	114.6	-	3.8	0	1.5750	2.5	-
	3	0.02	0	101.5	-	3.8	0	1.1800	2.5	-
	4	0.02	0	88.7	-	3.8	0	0.8760	2.5	-
	5	0.02	0	74.4	-	3.8	0	0.6420	2.5	-
	11	0.07	0	125.3	-	3.8	0	1.3080	10.5	-
	12	0.07	0	114.6	-	3.8	0	1.0630	10.5	-
	13	0.07	0	101.5	-	3.8	0	0.6410	10.5	-
	14	0.07	0	88.7	-	3.8	0	0.5000	10.5	-
	15	0.07	0	74.4	-	3.8	0	0.3530	10.5	-
	21	0.18	0	125.3	-	3.8	0	1.2400	22.5	-
	22	0.18	0	114.6	-	3.8	0	1.0010	22.5	-
	23	0.18	0	101.5	-	3.8	0	0.5870	22.5	-
	24	0.18	0	88.7	-	3.8	0	0.3570	22.5	-
	25	0.18	0	74.4	-	3.8	0	0.2710	22.5	-

Tabela A.2 - Condições experimentais - distribuição não uniforme de sedimentos

	teste	$d_{50}(\text{cm})$ - mistura	$d_{50}(\text{cm})$ - f	% fino	$d_{50}(\text{cm})$ - g	% gross	$U_0(\text{cm/s})$	$u_1(\text{cm/s})$	$u_2(\text{cm/s})$	$T(\text{s})$	$\varphi(^{\circ})$	$w_c(\text{cm/s})$
P	PA6	0.024	0.021	0.7	0.097	0.3	2.6	83	26	6.5	0	3.39
	PA7	0.024	0.021	0.7	0.097	0.3	2.5	94	29	6.5	0	3.39
	PA9	0.024	0.021	0.7	0.097	0.3	2.9	122	37	6.5	0	3.39
K	1	0.0194	0.013	0.5	0.032	0.5	3.5	116	38	6.5	0	2.5
	2	0.0194	0.013	0.5	0.032	0.5	2.4	82.5	27.5	6.5	0	2.5
	5	0.0194	0.013	0.5	0.032	0.5	25	150	-	7.2	0	2.5
	6	0.0194	0.013	0.5	0.032	0.5	45	95	-	7.2	0	2.5
	teste	θ_{max}	$< q_{x>n}(\text{cm}^2/\text{s}^2) - \text{total, f, g}$									
P	PA6	0.9016	0.195	0.105	0.079							
	PA7	1.1182	0.305	0.18	0.152							
	PA9	1.7669	0.643	0.316	0.36							
K	1	1.9323	0.3453	-0.017	0.365							
	2	1.0586	0.1703	0.039	0.131							
	5	2.9597	0.788	-	-							
	6	1.6423	0.727	-	-							

Tabela A.3 – Condições experimentais - Ondas Irregulares (DW98)

Teste	Duração simulação (s)	Fator de amplificação	U_0 (cm/s)	$\varphi(^{\circ})$	Φ	$\langle q_r \rangle$ (cm ² /s)	σ (erro)	$U_{1,3}$ (cm/s)	$T_{1,3}$ (s)
NM1'	285	3	0	0	2.89	0.13294	0.03	164.3	3.8
NM1'	265	2.7	0	0	2.05	0.0943	0.05	148.3	3.8
NM1'	273	2.5	0	0	1.71	0.07866	0.05	138.5	3.8
NM1'	326	2.3	0	0	0.92	0.04232	0.13	128.9	3.8
NM1'	342	2	0	0	1.35	0.0621	0.06	111.4	3.8
NM1'	285	2.25	0	0	1.43	0.06578	0.04	123.2	3.8
NM1'	215	2.2	16.3	0	2.54	0.11684	0.01	118.6	3.7
NM1'	238	2.2	11	0	2.18	0.10028	0.41	120.4	3.8
NM2'	404	2.7	0	0	0.3	0.0138	0.06	103.9	3.8
NM2'	331	3.2	0	0	1.19	0.05474	0.11	119.8	3.9
NM2'	378	3.4	0	0	1.04	0.04784	0.06	130.1	3.8
NM2'	259	3.7	0	0	1.11	0.05106	0.1	137.4	3.9
NM2'	242	3.9	0	0	1.57	0.07222	0.15	145.5	3.9
NM2'	375	3	0	0	1	0.046	0.12	113.9	3.8
NM2'	249	3.1	14.3	0	2.06	0.09476	0.05	115.6	3.9
NM2'	305	3.1	5.6	0	1.38	0.06348	0.11	116.4	3.9
NJ1'	298	2.7	0	0	1.74	0.08004	0.09	141.8	3.5
NJ1'	280	2.5	0	0	1.07	0.04922	0.06	128.7	3.5
NJ1'	319	2.3	0	0	1.32	0.06072	0.02	121.2	3.5
NJ1'	378	2.2	0	0	0.89	0.04094	0.02	122.9	3.5
NJ1'	358	2	0	0	0.94	0.04324	0.06	106.8	3.5
NJ1'	223	2.8	0	0	1.87	0.08602	0.08	135.5	3.4
NJ2'	404	2.7	0	0	0.68	0.03128	0.09	108.3	3.6
NJ2'	364	3.2	0	0	0.7	0.0322	0.06	115.8	3.5
NJ2'	301	3.4	0	0	0.99	0.04554	0.02	119.3	3.5
NJ2'	380	3	0	0	0.96	0.04416	0.09	114.8	3.5
NJ2'	284	3.7	0	0	0.69	0.03174	0.04	125	3.5
NJ2'	274	4	0	0	1.49	0.06854	0.03	135.6	3.5